



# Recherche des oscillations $\nu_\mu$ to $\nu_e$ dans l'expérience NOMAD

Alexei Krasnoperov

## ► To cite this version:

Alexei Krasnoperov. Recherche des oscillations  $\nu_\mu$  to  $\nu_e$  dans l'expérience NOMAD. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Savoie, 2000. Français. NNT: . tel-00001083

**HAL Id: tel-00001083**

**<https://theses.hal.science/tel-00001083>**

Submitted on 4 Feb 2002

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° bibliothèque:

LAPP-T-2000-05

## UNIVERSITE DE SAVOIE

---

Recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  dans l'expérience  
NOMAD

par

Alexei Krasnoperov

Thèse présentée au  
Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique des Particules  
en vue de l'obtention du grade de  
Docteur ès Sciences en Physique des Particules

Soutenue le 26 Juin 2000 devant un jury composé des personnes  
suivantes :

Robert Zitoun,	président du jury
Hervé de Kerret,	rapporteur
Jacques Dumarchez,	rapporteur
Daniel Sillou,	directeur de thèse

Thèse préparée dans le cadre du Réseau de Formation et de Recherche  
JINR(Dubna) - LAPP(Annecy-le-Vieux) - LPNHE (Paris)



# Remerciements

Mes premiers remerciements sont tout naturellement adressés à Daniel Sillou, le directeur de cette thèse, qui m’a invité à faire une thèse en France. Il a dirigé ce travail avec rigueur et sagesse et je lui en suis reconnaissant. Mes remerciements s’adressent aussi à Patrick Nédélec, le chef de groupe NOMAD du LAPP, pour ses nombreux conseils et pour toute l’aide à préparation de ce manuscrit. Je remercie les membres du groupe NOMAD-LAPP : J.-M. Gaillard et H. Pessard pour leur support amical pendant mon séjour au CERN et au LAPP.

Je remercie très vivement Robert Zitoun, Hervé de Kerret, Jacques Dumarchez et Daniel Sillou, d’avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse. Mes remerciements vont particulièrement au Professeur Robert Zitoun, qui préside le jury, au Docteur Hervé de Kerret et au Docteur Jacques Dumarchez qui ont accepté d’être rapporteurs. Un grand merci à Jacques pour ses nombreuses suggestions et corrections de ce mémoire.

Je remercie les directeurs du LAPP Michel Yvert et Jacques Colas qui m’ont accueilli dans leur laboratoire.

Je remercie très particulièrement Myriam Froger, la “maman” de tous les étudiants du LAPP, pour les solutions à toutes les questions administratives que j’ai eu pendant mon séjour en France. Je voudrait remercier aussi les personnes du LAPP avec qui j’ai eu des contacts très souvent, en particulier, merci à Marie-Claude Lacombe et Maurice Orliac.

Je tiens à remercier tout particulièrement Slava Valuev et Iouri Nefedov, deux “professeurs” de l’analyse  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  de NOMAD, pour leurs nombreuses explications et pour l’aide qu’ils m’ont apporté tout au long de mon travail. Les résultats présentés

dans cette thèse sont les résultats de nos recherches communes.

Je remercie les membres de la collaboration NOMAD, en particulier, les membres de l'analyse  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  de NOMAD pour les discussions sur différents aspects de l'analyse que j'ai faite durant les trois années de travail dans NOMAD. Mes remerciements vont particulièrement à Leslie Camilleri, Sanjib Ratan Mishra, Daniele Gibin. Merci à Cristina Lazzeroni et à Jean-Pierre Meyer pour leurs conseils concernant la simulation de  $\delta$ -rays dans NOMAD.

Je remercie le Professeur Stepan Bunyatov et le Professeur Iouri Batusov pour leurs intérêt constant en vers mon travail. Merci à Boris Popov, Oleg Klimov, Dmitri Naoumov, Slava Terechtchenko, Sveta Terechtchenko, Irina Sidorkina avec qui je travaille au LNP du JINR à Dubna.

Merci beaucoup à mes amis Steve Murray, Yongwook Baek, Gleb Drobychev, Frederic Melot et Chrystelle Deloustal qui n'ont permis de ne pas m'ennuyer à Annecy-le-Vieux.

Je remercie très spécialement Daniel, Patrick, Jacques, Jean Pierre Mendiburu, Slava Valuev, Boris, Sveta pour le temps qu'ils ont pris pour lire et corriger cette thèse.

Enfin, je remercie le Ministère de l'Education Nationale, de la Recherche et de la Technologie Français pour la bourse qui m'a été octroyée, afin d'accomplir cette thèse en France.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Physique du neutrino</b>	<b>13</b>
1.1 Histoire de neutrino . . . . .	13
1.2 Mesures directes de la masse des neutrinos . . . . .	15
1.2.1 Désintégration- $\beta$ de ${}^3H$ . . . . .	16
1.2.2 Masse du $\nu_\mu$ . . . . .	18
1.2.3 Masse du $\nu_\tau$ . . . . .	18
1.2.4 Supernova SN1987A . . . . .	19
1.3 Oscillations de neutrinos . . . . .	19
1.3.1 Mélange de neutrinos . . . . .	20
1.3.2 Oscillations de neutrinos dans le vide . . . . .	21
1.4 Expériences sur les oscillations de neutrinos . . . . .	24
1.4.1 Sensibilité des différentes expériences . . . . .	24
1.4.2 Neutrinos atmosphériques . . . . .	27
1.4.3 Neutrinos solaires . . . . .	31
1.4.4 Neutrinos auprès des accélérateurs . . . . .	41
1.4.5 Neutrinos auprès des réacteurs . . . . .	46
1.4.6 Les futurs projets . . . . .	48
1.5 Conclusion . . . . .	51
<b>2 L'expérience NOMAD</b>	<b>53</b>
2.1 Introduction . . . . .	53
2.2 Le faisceau de neutrinos . . . . .	55
2.3 Le détecteur NOMAD . . . . .	58
2.3.1 Le système du veto . . . . .	59
2.3.2 Le Calorimètre avant (FCAL) . . . . .	61
2.3.3 Les chambres à dérive . . . . .	61
2.3.4 Le Détecteur à Rayonnement de Transition . . . . .	65
2.3.5 Les plans de déclenchement . . . . .	68
2.3.6 Le Détecteur de Pied de Gerbes . . . . .	68

2.3.7	Le Calorimètre Electromagnétique . . . . .	69
2.3.8	Le Calorimètre Hadronique . . . . .	71
2.3.9	Les Chambres à muons . . . . .	72
2.3.10	Le système de déclenchement . . . . .	74
2.4	Conclusion . . . . .	76
<b>3</b>	<b>Identification des électrons</b>	<b>77</b>
3.1	Introduction . . . . .	77
3.2	Faisabilité . . . . .	78
3.3	Sélection des $\delta$ -Rays . . . . .	79
3.3.1	Filtre initial . . . . .	79
3.3.2	Filtre additionnel . . . . .	80
3.3.3	Simulation Monte Carlo . . . . .	81
3.4	Identification des électrons par le TRD . . . . .	85
3.4.1	Algorithmes d'identification des $e$ dans le TRD . . . . .	85
3.4.2	Echantillons d'électrons . . . . .	87
3.4.3	Identification des particules isolées . . . . .	88
3.4.4	Identification "tronquée" . . . . .	92
3.4.5	Identification des particules non-isolées . . . . .	94
3.5	Identification des électrons dans le Preshower et le ECAL . . . . .	95
3.5.1	Sélection additionnelle . . . . .	95
3.5.2	Accord PRS-ECAL . . . . .	95
3.5.3	Accord entre impulsion et énergie de l'électron . . . . .	98
3.6	Conclusions . . . . .	100
<b>4</b>	<b>Sélection des interactions courant chargé de neutrinos</b>	<b>103</b>
4.1	Introduction . . . . .	103
4.2	Les événements Monte Carlo . . . . .	103
4.3	Les prises de données de NOMAD . . . . .	105
4.4	Reconstruction des événements. . . . .	106
4.5	Stratégie de sélection d'interactions CC . . . . .	108
4.6	Présélection des événements . . . . .	109
4.6.1	Le volume fiduciel . . . . .	110
4.6.2	Conditions de déclenchement . . . . .	111
4.7	Sélection des candidats $\bar{\nu}_\mu$ CC et $\bar{\nu}_e$ CC . . . . .	112
4.8	Sélection des candidats $\bar{\nu}_\mu$ CC . . . . .	112
4.9	Sélection des candidats $\bar{\nu}_e$ CC . . . . .	113
4.9.1	Veto de muon . . . . .	114
4.9.2	L'identification des électrons dans le TRD . . . . .	115
4.9.3	L'association DC-ECAL . . . . .	117
4.9.4	Rejet des $\pi$ par le preshower-ECAL . . . . .	117

4.9.5	La coupure sur le rapport $(E - p)/(E + p)$ . . . . .	117
4.9.6	Veto pour l'association DC-HCAL . . . . .	119
4.9.7	Résultat final de l'identification d'électrons . . . . .	119
4.10	Sélection du lepton primaire . . . . .	120
4.10.1	Rejet des électrons de conversion . . . . .	120
4.10.2	Coupure "lâche" en distance Trace-Vertex . . . . .	122
4.10.3	Extrapolation linéaire au ECAL . . . . .	124
4.10.4	Choix d'un électron primaire . . . . .	124
4.11	Estimation de l'énergie du neutrino . . . . .	125
4.11.1	Estimation de l'énergie du muon primaire . . . . .	126
4.11.2	Estimation de l'énergie de l'électron primaire . . . . .	126
4.11.3	Estimation de l'énergie hadronique . . . . .	127
4.12	Coupures finales . . . . .	130
4.12.1	Coupure "stricte" en distance Trace-Vertex . . . . .	130
4.12.2	Coupures cinématiques . . . . .	130
4.12.3	Sélection des interactions DIS . . . . .	133
4.13	Efficacité globale de la sélection . . . . .	136
4.14	Conclusion . . . . .	139
<b>5</b>	<b>Procédure d'analyse <math>\nu_\mu \rightarrow \nu_e</math></b>	<b>143</b>
5.1	Introduction . . . . .	143
5.2	Fond "non-prompt" . . . . .	145
5.2.1	Déconvolution de la résolution expérimentale . . . . .	146
5.2.2	Estimation du fond "non-prompt" . . . . .	146
5.3	Nombre de $\nu$ CC déconvolué . . . . .	147
5.4	Evolution des données au cours du temps . . . . .	148
5.5	Compatibilité des données . . . . .	150
5.6	Comparaison données-Monte Carlo . . . . .	155
5.6.1	Prédiction du flux de neutrinos . . . . .	157
5.6.2	Normalisation du Monte Carlo . . . . .	161
5.6.3	Energie totale visible des échantillons $\mu^-$ , $\mu^+$ et $e^+$ . . . . .	162
5.7	Analyse "aveugle" . . . . .	166
5.8	Etude des incertitudes systématiques . . . . .	167
5.8.1	Incertainces sur l'échelle d'énergie totale visible . . . . .	167
5.8.2	Incertaince sur le bruit de fond "non-prompt" . . . . .	181
5.8.3	Incertaince d'identification des leptons . . . . .	186
5.9	Bilan de l'étude des erreurs systématiques . . . . .	188
5.9.1	Nombres d'événements observés et attendus . . . . .	188
5.9.2	Spectres en $E_{vis}$ des $\mu^-$ , $\mu^+$ et $e^+$ . . . . .	189
5.9.3	Spectre en $E_{vis}$ des $e^-$ . . . . .	191
5.9.4	Distributions radiales . . . . .	192
5.9.5	Rapport $R_{e\mu}^+(E_{vis})$ et distributions en $R^2$ des $\mu^+$ et $e^+$ . . . . .	193



---

5.9.6	Rapport $R_{e\mu}^-(E_{vis})$ . . . . .	195
5.10	Erreur systématique sur le rapport $R_{e\mu}$ . . . . .	195
5.10.1	Prédiction du flux relatif des neutrinos . . . . .	195
5.10.2	Erreur systématique de l'analyse . . . . .	196
5.10.3	Erreur totale sur le rapport $R_{e\mu}$ . . . . .	197
5.11	Calcul des paramètres d'oscillations . . . . .	197
5.12	Sensibilité pour la recherche $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . . . . .	201
5.13	Sensibilité et limite supérieure (données "11 modules 1995") . . . . .	204
<b>Conclusion</b>		<b>207</b>
<b>RÉFÉRENCES</b>		<b>211</b>

# Introduction

NOMAD est une expérience de recherche d'oscillation de neutrinos  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  et  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , placée dans le faisceau de  $\nu_\mu$  du SPS du CERN. L'intérêt de cette recherche est lié aux problèmes des masses des neutrinos et des mélanges de saveurs.

Parmi plusieurs indications positives pour les oscillations obtenues ces dernières années, l'observation des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  par la collaboration LSND restent aujourd'hui non-confirmées par les autres expériences et ont besoin de vérifications additionnelles. L'analyse  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , commencée dans NOMAD après la présentation des premiers résultats de LSND en 1995, est le sujet de cette thèse.

La thèse est structurée en cinq chapitres.

Le premier chapitre présente une brève revue de la physique expérimentale des neutrinos massifs. Les résultats expérimentaux sélectionnés ici correspondent à la situation qui prévalait au début 2000. Dans la première partie nous décrivons les méthodes de mesures directes de la masse des neutrinos. Les limites supérieures obtenues par ces expériences sont résumées. La seconde partie de ce chapitre décrit le phénomène des oscillations de neutrinos basé sur l'hypothèse de mélanges de saveurs. Après une courte description théorique du mélange dans le cas de deux types de neutrinos nous présentons les indications positives et négatives pour les oscillations, obtenues par les différentes expériences en fonction de la source des neutrinos.

Le deuxième chapitre concerne le dispositif expérimental de NOMAD. L'expérience NOMAD est installée auprès le faisceau de neutrinos de la ligne WANF du CERN. Le détecteur est un spectromètre de grande précision (147 plans de chambres à dérive baignant dans un champ magnétique de 0.4 Tesla) suivi de sous-détecteurs servant à identifier les leptons (détecteur à rayonnement de transition, chambres à muons

précédées d'absorbeurs de hadrons) ou à mesurer l'énergie correspondant aux particules neutres (calorimètres électromagnétique et hadronique). Ces deux composantes essentielles de l'expérience y sont décrites.

L'identification des électrons dans NOMAD est effectuée en utilisant trois sous-détecteurs : le détecteur de rayonnement de transition, le détecteur de pied de gerbes et le calorimètre électromagnétique. L'étude des efficacités d'identification d'électrons par les différents algorithmes en utilisant ces sous-détecteurs est présentée dans le troisième chapitre. Ce chapitre décrit aussi la sélection des électrons  $\delta$ -rays émis par les muons traversant NOMAD entre les bouffées de neutrinos et la procédure d'obtention de l'échantillon de  $\delta$ -rays simulés. Nous comparons les efficacités d'identification des électrons dans les données et dans la simulation obtenues pour les mêmes critères de rejet des hadrons. Une différence entre ces deux efficacités représente une estimation de l'incertitude systématique sur l'identification des électrons. Cette estimation est utilisée dans le dernier chapitre pour une correction du rapport  $e^-/\mu^-$  attendu en absence d'oscillations. L'étude présentée dans ce chapitre est une partie importante du travail lié à cette thèse.

La sélection des candidats interactions courant chargé (CC) par diffusion profondément inélastique (DIS) des neutrinos  $\nu_\mu$  et  $\nu_e$  est faite dans le quatrième chapitre. Ce chapitre inclue une description de la simulation des interactions DIS dans l'expérience NOMAD et de la sélection des  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC dans les données. Les critères de sélection ont été optimisés sur les échantillons simulés pour assurer, d'une part, une grande efficacité de sélection du signal CC DIS et, d'autre part, un grand rejet du bruit de fond. Les résultats de la sélection sont résumés à la fin de ce chapitre.

Le dernier chapitre présente la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  par l'expérience NOMAD. Pour minimiser les incertitudes systématiques liées à l'analyse, la recherche de l'apparition  $\nu_e$  dans le flux de  $\nu_\mu$  est faite en comparant le rapport  $e^-/\mu^-$  attendu en absence d'oscillations avec celui mesuré, et ceci en fonction de l'énergie reconstruite du neutrino.

L'analyse détaillée dans cette thèse est effectuée "en aveugle" (ses conditions sont décrites dans le texte de ce chapitre) : la comparaison données-simulation des rapports  $e^-/\mu^-$  et des spectres  $e^-$  n'est permise qu'à l'ultime étape. La sensibilité pour la

recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  atteinte par NOMAD avec toutes les données accumulées durant les quatre années de prise de données est calculée compte tenu des incertitudes systématiques d'analyse. Nous montrons que NOMAD est sensible à la région des paramètres d'oscillations privilégiés par l'expérience LSND qui se trouve à grands  $\Delta m^2$ . L'analyse se poursuit dans NOMAD : en cas de résultat positif NOMAD pourrait confirmer les résultats de LSND, par contre, dans le cas opposé, la région des paramètres favorisés par LSND sera considérablement limitée. Une limite supérieure est d'ors et déjà établie à partir de la fraction des données ("11 modules 1995") qui a servi à construire l'analyse.



# Chapitre 1

## Physique du neutrino

### 1.1 Histoire de neutrino

Le neutrino est apparu en Décembre 1930 quand Wolfgang Pauli a envoyé une lettre à la “Physical Society of Tübingen” [1]<sup>1</sup> où il supposait l’existence d’une nouvelle particule légère, non-chargée, très pénétrante et de spin-1/2. Quelques années après, Fermi appelait cette particule le neutrino [9]. L’hypothèse du neutrino permettait d’assurer la conservation de l’énergie, de l’impulsion et du moment angulaire dans les désintégrations bêta et de résoudre deux énigmes : la statistique incorrecte des noyaux d’azote (la “catastrophe d’azote”) et le spectre continu d’électrons dans les désintégrations- $\beta$ .

Vingt trois années après l’hypothèse de Pauli le neutrino n’avait toujours pas été observé. La série d’expériences effectuées en 1953-1956 par Reines et Cowan [10] a permis de mettre en évidence l’existence de neutrino. En fait, la particule découverte était un antineutrino électronique -  $\bar{\nu}_e$ . Un large flux de neutrinos provenait d’un réacteur nucléaire. Les interactions étaient observées dans un grand réservoir de scintillateur liquide par la réaction de désintégration- $\beta$  inverse :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \tag{1.1}$$

La découverte d’un deuxième type de neutrino est devenue possible avec le déve-

---

<sup>1</sup>Les sources suivantes [2, 3, 4, 5, 6, 7, 8] ont été intensivement utilisées pour écrire ce chapitre.

loppement des accélérateurs. Pour la première fois les interactions de neutrinos  $\nu_\mu$  et  $\bar{\nu}_\mu$ , provenant des désintégrations de  $\pi$  et  $\mu$ , (l'idée de cette expérience revient à Pontecorvo [11]) étaient observées dans l'expérience effectuée par Lederman, Schwartz, Steinberger, et al. [12] auprès de l'accélérateur du laboratoire de Brookhaven [13] en 1962. La preuve de l'existence des neutrinos  $\nu_\mu$  et  $\bar{\nu}_\mu$  était apportée par la détection de  $\mu^-$  et  $\mu^+$  apparus dans les réactions :

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p, \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n. \quad (1.2)$$

D'autre part, il fut démontré que les processus :

$$\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p, \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow e^+ + n. \quad (1.3)$$

étaient impossibles. Cela a permis de conclure que les neutrinos observés différaient des neutrinos provenant de la désintégration- $\beta$ . Cette différence apparaît donc dans leurs interactions avec la matière.

La mise en évidence de l'existence d'un troisième type de neutrino, le neutrino tauïque  $\nu_\tau$ , fut obtenue après la découverte du lepton  $\tau$  à SLAC en 1975 [14]. L'étude de ses désintégrations indique que le  $\nu_\tau$  doit exister. Depuis ce moment-là les interactions directes de ce neutrino n'ont encore jamais été détectées. Cependant, aujourd'hui, l'expérience DONUT ("Direct Observation of NU Tau"), installée au FNAL, affirme observer les six premiers candidats d'interactions de  $\nu_\tau$  [15] dans une cible d'émulsion photographique. L'existence du  $\nu_\tau$  était aussi confirmée par les expériences sur l'accélérateur LEP au CERN. L'analyse de la largeur invisible de la désintégration du boson  $Z^0$  a montré avec une haute précision [16] qu'il n'existe que trois types de neutrinos légers dans la région de masse ( $m_\nu < M_Z/2$ ).

De nombreuses expériences ont été effectuées pour étudier les propriétés du neutrino et de ses interactions avec la matière. Parmi les plus importants résultats obtenus citons la mise en évidence de la brisure maximale de la Parité dans les interactions faibles [17], la découverte de la hélicité gauche du neutrino [18], l'observation des interactions de neutrinos en courant neutre sur nucléon en utilisant la chambre à bulles Gargamelle au CERN [19] :

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \rightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \text{hardons}, \quad (1.4)$$

ainsi que la diffusion d'antineutrinos sur électron [20] :

$$\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-. \quad (1.5)$$

La mise en évidence de ces interactions a confirmé le modèle unifié des interactions faibles et électromagnétiques, connu comme le Modèle Standard (MS), développé par Glashow, Weinberg et Salam [21]. L'observation directe des bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  [22, 23] couronnant le succès de MS.

Le Modèle Standard est capable de décrire la physique de toutes les interactions faibles et électromagnétiques en incluant toutes les données expérimentales obtenues jusqu'aux énergies accessibles sur les accélérateurs modernes. Malgré ce succès, le modèle a besoin d'extension et de généralisation. Dans sa version présente, le Modèle Standard ne peut pas prédire les masses de fermions ni expliquer pourquoi il y a plusieurs familles de fermions. L'étude des propriétés du neutrino est une des routes qui pourrait conduire à de la nouvelle physique "au delà" du Modèle Standard.

Aujourd'hui, plusieurs questions liées à la nature du neutrino n'ont pas encore de réponse :

- Les neutrinos ont-ils une masse ?
- Quel est le mécanisme de génération de cette masse ?
- Le mélange de saveurs des neutrinos est-il possible ?
- Le neutrino est-il sa propre antiparticule ?
- Les neutrinos sont-ils stables ?

Une des plus importantes questions est la question de la masse du neutrino.

## 1.2 Mesures directes de la masse des neutrinos

Une masse éventuelle des neutrinos doit se manifester dans la cinématique des processus auxquels les neutrinos participent. Ce fait est utilisé dans la mesure directe de la masse des neutrinos.



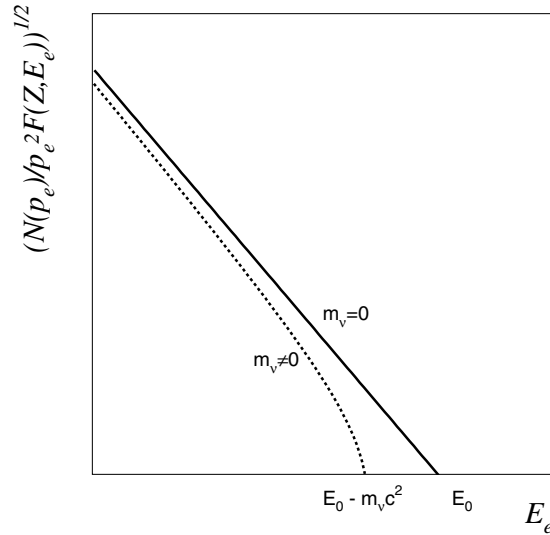
### 1.2.1 Désintégration- $\beta$ de $^3H$

La méthode la plus sensible de mesure directe de la masse de l'antineutrino électronique réside dans la reconstruction du spectre d'énergie des électrons provenant des désintégrations- $\beta$ .

Le spectre est habituellement montré dans ce qu'on appelle le diagramme Kurie, défini par l'expression suivante :

$$\sqrt{\frac{N(p_e)}{p_e^2 F(Z, E_e)}} = B(E_0 - E_e), \quad (1.6)$$

où  $E_0$  est une énergie de liaison,  $E_e$  et  $p_e$  sont respectivement l'énergie et l'impulsion de l'électron,  $F(Z, E_e)$  - la fonction de Fermi tenant en compte du champ Coulombien du noyau et  $B$  - une constante qui ne dépend pas de l'énergie. Ce spectre, valable si la masse du neutrino est nulle, est donc linéaire avec  $E_e$ , jusqu'à l'énergie maximale  $E_0$  (fig. 1.1).



**Fig. 1.1:** Diagramme de Kurie dans le cas de neutrino de masse nulle (ligne solide) et de masse différente de zéro (ligne pointillée).

Si la masse du neutrino est différente de zéro, on doit donc observer une déformation de ce spectre dans la région des hautes énergies car la masse du neutrino est

petite ( $m_\nu \ll m_e$ ), le point limite du spectre d'électrons étant modifié d'une valeur égale à l'énergie au repos du neutrino :

$$E_{max} = E_0 - m_\nu c^2 \quad (1.7)$$

Maintenant, l'énergie de désintégration doit inclure l'énergie au repos du neutrino :

$$E_0 = E_e + E_\nu + m_\nu c^2 \quad (1.8)$$

et le diagramme de Kurie se transforme en l'expression suivante :

$$\sqrt{\frac{N(p_e)}{p_e^2 F(Z, E_e)}} = B(E_0 - E_e) \left[ 1 - \left( \frac{m_\nu c^2}{E_0 - E_e} \right)^2 \right]^{1/4} \quad (1.9)$$

Cette expression montre que le diagramme n'est sensible à la masse de neutrino que vers l'extrémité du spectre. L'analyse des spectres expérimentaux dans cette région permet donc d'obtenir une information sur la masse du neutrino. La déformation du diagramme Kurie est plus importante si le rapport  $m_\nu c^2/E_0$  est grand. L'utilisation de la désintégration- $\beta$  de tritium  $^3H$  :

$$^3H \rightarrow ^3He + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.10)$$

présente de ce point de vue un avantage par rapport aux autres désintégrations connues ( $E_0 = 18.594 \pm 0.008$  keV [24]).

Les expériences effectuées en utilisant le tritium exigent une haute précision de mesure car les déformations attendues du spectre sont petites. Or, d'une part, la demi-vie de  $^3H$  (12.33(6) années) impose une faible intensité de la source, alors que la statistique du nombre d'électrons autour du point terminal du spectre ne comprend qu'environ  $10^{-9}$  de l'intensité totale et devient compatible avec le niveau du bruit de fond. D'autre part, pour minimiser la perte d'énergie des électrons dans la préparation de  $^3H$  on doit choisir une source aussi mince que possible. La résolution du spectromètre et la fonction de perte d'énergie sont les incertitudes principales de ces expériences. Aujourd'hui, pour minimiser cette dernière, des sources de  $^3H$  solides ou gazeuses sont utilisées.

Actuellement, aucune indication pour une masse non-nulle de neutrino  $\bar{\nu}_e$  n'a encore été obtenue. Les résultats positifs, mesurés par Lubimov et al. [25] ( $14 \text{ eV} < m_\nu c^2 < 46 \text{ eV}$ ), et par Boris et al. [26] ( $17 \text{ eV} < m_\nu c^2 < 40 \text{ eV}$ ), n'ont pas été confirmés par les autres expériences [27, 28, 29]. Les meilleures limites de masse sont

$$m_{\bar{\nu}_e} < 2.5 \text{ eV} \quad (95 \% \text{ C.L.}) \quad [30]$$

$$m_{\bar{\nu}_e} < 2.8 \text{ eV} \quad (95 \% \text{ C.L.}) \quad [31]$$

### 1.2.2 Masse du $\nu_\mu$

La limite pour la masse du neutrino muonique peut être obtenue de l'analyse cinématique de la désintégration  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . La mesure de l'impulsion du muon  $P_\mu$  dans une telle désintégration, quand le pion s'arrête dans la cible, permet d'estimer la masse du  $\nu_\mu$  de la façon suivante :

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{m_\mu^2 + P_\mu^2} \quad (1.11)$$

La sensibilité de cette méthode est limitée par la précision de la connaissance des masses de deux particules chargées et par l'incertitude sur la mesure de l'impulsion.

Aujourd'hui, la meilleure estimation de la masse est  $m_{\nu_\mu} < 170 \text{ keV}$  (90 % C.L.) [32].

### 1.2.3 Masse du $\nu_\tau$

Les estimations pour la masse du neutrino  $\nu_\tau$  sont obtenues à partir des désintégrations de  $\tau$  produits en collisions  $e^+e^-$ . La meilleure limite supérieure a été obtenue par l'expérience ALEPH au LEP. La combinaison des résultats d'ajustement de la distribution de l'énergie visible en fonction la masse invariante pour les deux canaux de désintégration  $\tau \rightarrow 5\pi\nu_\tau$  et  $\tau \rightarrow 3\pi\nu_\tau$  indique que la masse du  $\nu_\tau$  est inférieure à  $18.2 \text{ MeV}/c^2$  (95 % C.L.) [33].

### 1.2.4 Supernova SN1987A

Une autre façon de déterminer la masse du neutrino est obtenue en observant les neutrinos provenant de l'explosion de supernova. La mesure d'une différence de temps de propagation des neutrinos de différentes énergies permet de mesurer la masse des neutrinos.

En supposant que l'émission de tous les neutrinos est instantanée et que les valeurs minimales et maximales du spectre en énergie sont respectivement  $E_{min}$  et  $E_{max}$ , les neutrinos sont alors détectés sur terre pendant l'intervalle de temps :

$$\Delta T = \frac{L}{c} \frac{m_\nu^2}{2} \left( \frac{1}{E_{min}^2} - \frac{1}{E_{max}^2} \right), \quad (1.12)$$

où  $L$  est la distance entre la supernova et la terre.

Le fait que l'émission des neutrinos se passe durant l'intervalle de temps  $\Delta t$ , ne permet pas d'obtenir une information précise sur la masse du neutrino. Cette expression se transforme en :

$$\Delta T(\Delta t) = \frac{L}{c} \frac{m_\nu^2}{2} \left( \frac{1}{E_{min}^2} - \frac{1}{E_{max}^2} \right) \pm \Delta t, \quad (1.13)$$

qui permet d'estimer seulement une limite supérieure pour la masse du neutrino.

Pour la première fois les interactions de neutrinos provenant d'une supernova (SN1987A) ont été observées en 1987 par plusieurs détecteurs sur terre : Kamiokande-II [34], IMB [35], LSD [36, 37], Baksan [38, 39]. La mesure du temps entre les événements d'énergie maximale et d'énergie minimale a permis d'estimer une limite supérieure pour la masse du  $\bar{\nu}_e$  (tous les  $\nu$  émis mais seulement  $\bar{\nu}_e$  détectés) compte-tenu de la distance Terre-SN1987A ( $L = 51.8$  kpc). Le résultat varie en fonction du modèle théorique adopté pour la dépendance temporelle de l'émission des neutrinos.

Une estimation récente obtenue pour la masse de l'antineutrino électronique est  $m_{\bar{\nu}_e} < 19.6$  eV (95 % C.L.) [40].

## 1.3 Oscillations de neutrinos

Une des méthodes importantes de détermination de la masse du neutrino consiste en la recherche d'oscillations. L'oscillation de neutrinos est un processus de transfor-

mation d'un neutrino d'une certaine saveur en un neutrino d'une saveur différente.

La possibilité d'oscillations a été envisagée pour la première fois par B. M. Pontecorvo [41] suivant le schéma  $\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e^L$ , où  $\bar{\nu}_e^L$  est un antineutrino gauche (le neutrino stérile dans les interactions V-A), en analogie avec les oscillations  $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ .

Après la découverte du neutrino muonique, la possibilité d'oscillations  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$  a été examinée par Maki et al. [42], Pontecorvo [43], Pontecorvo et Gribov [44]. Une revue des premiers papiers concernant les oscillations de neutrinos peut être trouvée en [45]. La découverte du lepton  $\tau$  suggère l'existence du neutrino  $\nu_\tau$  et celui-ci peut donc aussi participer à l'oscillation :  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$  et  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ .

### 1.3.1 Mélange de neutrinos

L'existence d'oscillations de neutrinos implique l'hypothèse du mélange de neutrinos. Suivant cette hypothèse, aux états physiques bien connus  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$  qui sont états propres du Lagrangien d'interaction faible, se superposent trois types de neutrinos  $\nu_1$ ,  $\nu_2$  et  $\nu_3$  qui sont des états propres de masse. Les états du Lagrangien décrivent des processus faibles de création et d'absorption de neutrinos qui se déroulent avec conservation du nombre leptonique. Les états propres de masse décrivent l'évolution des neutrinos dans l'espace et dans le temps. Les états physiques sont une combinaison linéaire des états massifs :

$$\nu_\alpha = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} \nu_i, \quad (1.14)$$

où  $\alpha = (e, \mu, \tau)$  et  $U$  est une matrice unitaire de mélange. Si les masses des états  $\nu_i$  sont différentes les uns des autres, ces états se propagent à des vitesses différentes dans le vide. En conséquence, les phases relatives d'un l'état propre du Lagrangien faible évoluent au cours de temps et un tel état n'a pas une masse définie. Autrement dit, la différence entre les vitesses de phases des états ayant une masse peut violer le nombre leptonique au cours de la propagation : le neutrino de type  $\alpha$  :  $\nu_\alpha$  peut se transformer en neutrino d'un autre type  $\beta$  :  $\nu_\alpha$  ( $\alpha \neq \beta$ ).

### 1.3.2 Oscillations de neutrinos dans le vide

Pour simplifier, nous décrivons le formalisme des oscillations dans le cas de deux types de neutrinos. La description du schéma plus général avec trois types de neutrinos peut être trouvée en [46].

Considérons, par exemple, que les deux neutrinos observés par l'expérience sont  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  et que les deux neutrinos, états propres de masse,  $\nu_1$  et  $\nu_2$  ont les masses  $m_1$  et  $m_2$ . Dans ce cas, les coefficients de transformation sont réduits à une matrice 2x2 de type Cabibbo :

$$\begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (1.15)$$

avec un seul paramètre - l'angle de mélange  $\theta$ . En utilisant cette matrice, les états physiques  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  peuvent être exprimés en fonction des états propres de masse :

$$\begin{aligned} \nu_e &= \nu_1 \cos \theta + \nu_2 \sin \theta \\ \nu_\mu &= -\nu_1 \sin \theta + \nu_2 \cos \theta \end{aligned} \quad (1.16)$$

L'angle de mélange détermine la “fraction” des états  $\nu_1$  et  $\nu_2$  dans les  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$ . Pour  $\theta = 0^\circ$ , on a  $\nu_e = \nu_1$  et  $\nu_\mu = \nu_2$ , et la loi de conservation du nombre leptonique est strictement observée, les états ne mélangent pas. Les  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  ont des masses définies  $m_1$  et  $m_2$ . Dans le cas  $\theta = 45^\circ$ , le mélange est maximal, les états  $\nu_1$  et  $\nu_2$  sont présents dans le  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  en proportions égales. Les états  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  ont un nombre leptonique défini mais leurs masses ne sont pas définies. Par contre, les états  $\nu_1$  et  $\nu_2$ , définis par l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \nu_e \cos \theta - \nu_\mu \sin \theta, \\ \nu_2 &= \nu_e \sin \theta + \nu_\mu \cos \theta, \end{aligned} \quad (1.17)$$

décrivent les états de neutrinos de masses définies, mais des nombres leptoniques non-définis.

En supposant qu'au moment initial ( $t = 0$ ), il n'y avait que l'état  $\nu_e$  ( $\nu_e(0)=1$  et  $\nu_\mu(0)=0$ ), on examine le mélange “dynamique” au cours du temps. Conformément à (1.16), au moment  $t$  nous avons donc :

$$\nu_e(t) = \nu_1(t) \cos \theta + \nu_2(t) \sin \theta \quad (1.18)$$

où  $\nu_1(t)$  et  $\nu_2(t)$  sont des états de masses définies, varient au cours du temps selon les équations suivantes :

$$\nu_i(t) = \nu_i(0) \exp(-iE_i t), \quad i = (1, 2). \quad (1.19)$$

Dans le cas de neutrinos relativistes ( $m_{1,2} \ll p$ ), les énergies  $E_1$  et  $E_2$  sont ( $c = \hbar = 1$ ) :

$$E_{1,2} = \sqrt{p^2 + m_{1,2}^2} \simeq p + \frac{m_{1,2}^2}{2p}, \quad (1.20)$$

Compte tenu de (1.17), (1.18), (1.20) et en utilisant le fait que  $\nu_e(0)=1$ , nous avons donc pour  $\nu_e(t)$  :

$$\nu_e(t) = \cos^2 \theta \exp(-iE_1 t) + \sin^2 \theta \exp(-iE_2 t), \quad (1.21)$$

et , finalement, la probabilité d'observer l'état  $\nu_e$  après l'intervalle de temps  $t$  est donnée par l'expression suivante :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(t) = |\nu_e^2(t)| = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{(E_2 - E_1)t}{2} \quad (1.22)$$

La différence  $(E_2 - E_1)$  peut être remplacée par  $(m_2^2 - m_1^2)/2p = \Delta m^2 c^4 / 2E$  (1.20). Compte tenu de la distance parcourue par le neutrino pendant le temps  $t$  :  $R = ct$  (où  $R$  est par exemple la distance entre le détecteur et la source), nous obtenons :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(R) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 R}{4E} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi R}{L}, \quad (1.23)$$

où

$$L(\text{m}) = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \simeq 2.48 \frac{E(\text{MeV})}{\Delta m^2(\text{eV})} \quad (1.24)$$

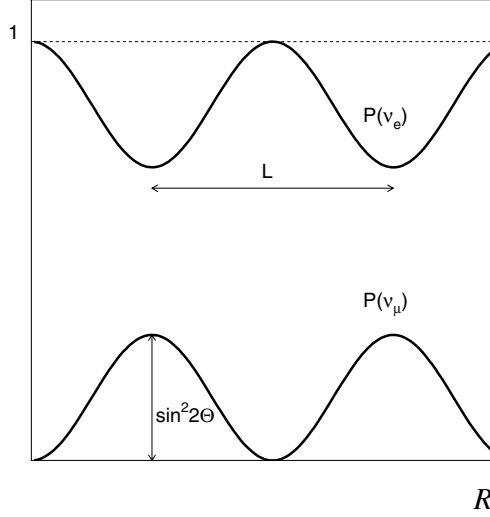
est la longueur d'oscillation.

La probabilité d'observer le neutrino  $\nu_\mu$  à la distance  $R$  de la source de  $\nu_e$  est

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}(R) = 1 - P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}(R) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi R}{L} = \sin^2 2\theta \sin^2 1.27 \frac{\Delta m^2 R}{E}. \quad (1.25)$$

Les probabilités (1.23) et (1.25) dépendent de la distance caractéristique -  $L$  (fig. 1.2). Ce changement périodique constitue ce qu'on appelle les oscillations de neutrinos. La probabilité d'observer le neutrino  $\nu_\mu$  dans un flux de  $\nu_e$  est maximale

aux distances  $R = L(n + 1/2)$  où  $n = 0, 1, 2, \dots$ . La régénération de neutrino  $\nu_e$  se déroule complètement sur la distance  $R = nL$ . Les maximums secondaires des probabilités ne sont pas utiles pour la recherche des oscillations car l'intensité de la source diminue avec la distance. La valeur maximale de la probabilité (amplitude de mélange) est une fonction de l'angle de mélange  $\sin^2 2\theta$ , qui atteint son maximum dans le cas du mélange total ( $\theta = 45^\circ$ ).



**Fig. 1.2:** Schéma d'oscillation  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ . Les probabilités d'observer le neutrino électronique et le neutrino muonique en fonction de distance  $R$  à la source de  $\nu_e$ .

Les oscillations peuvent être observées si la longueur d'oscillation n'est pas trop grande comparée à la distance détecteur-source :

$$R \sim L \quad (1.26)$$

Rechercher des oscillations est la méthode la plus sensible qui permet de déterminer la masse des neutrinos, ou plus exactement d'accéder à de faibles différences des carrés des masses  $\Delta m^2$ .



## 1.4 Expériences sur les oscillations de neutrinos

### 1.4.1 Sensibilité des différentes expériences

L'estimation de la différence de masses au carré  $\Delta m^2$  à laquelle une expérience est sensible peut être obtenue à partir (1.26). Pour une énergie de neutrino  $E$  et une distance détecteur-source  $R$  nous avons donc :

$$\Delta m^2 \sim \frac{E}{R}. \quad (1.27)$$

Les régions de  $\Delta m^2$  accessibles avec les sources typiques utilisées pour la recherche des oscillations sont montrées dans le tableau 1.1 (de [6]). On peut voir que pour faire une expérience sensible aux petites différences de masses carrées, la distance source-détecteur doit être grande et l'énergie du neutrino petite.

Source	$R$ (m)	$E$ (MeV)	$\Delta m^2$ (eV <sup>2</sup> )
Réacteur SBL	$10^2$	1	$10^{-2}$
Réacteur LBL	$10^3$	1	$10^{-3}$
Accélérateur SBL	$10^3$	$10^3$	1
Accélérateur LBL	$10^6$	$10^3$	$10^{-3}$
Atmosphère	$10^7$	$10^3$	$10^{-4}$
Soleil	$10^{11}$	1	$10^{-11}$

**Tab. 1.1:** Estimations des valeurs de  $\Delta m^2$  qui peuvent être obtenues par des expériences auprès de réacteurs pour les distances courtes (SBL) et longues (LBL), auprès d'accélérateurs SBL and LBL et par des expériences de neutrinos atmosphériques et solaires. Les énergies de neutrinos  $E$  et les distances de la source  $R$  typiques sont montrées.

On peut classer les expériences de recherche d'oscillations suivant deux catégories :

- les expériences de recherche de neutrinos absents initialement dans le faisceau : *les expériences “d'apparition”*,
- les expériences mesurant une perte d'un type de neutrino présent dans le faisceau initial : *les expériences “de disparition”*.

Dans les expériences “d'apparition” le faisceau est constitué, dans le cas idéal, essentiellement de neutrinos d'un type défini  $l$  (ou bien, la contamination par des neutrinos d'un type différent est bien connue), et on conduit la recherche de neutrinos

du type  $l'$  à la distance  $R$  de la source. L'énergie du neutrino doit être suffisante pour l'observation d'interactions par courant chargé de  $\nu_{l'}$ . L'avantage des mesures de cette classe réside dans la sensibilité aux petits angles de mélange car il suffit en principe enregistrer quelques neutrinos de type  $l'$ . Normalement on conduit la recherche pour un canal d'oscillation déjà choisi (p.e.  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ).

La deuxième classe est moins sensible aux amplitudes de mélange. La sensibilité est limitée par les incertitudes sur le flux de neutrino et le spectre en énergie. Mais, les expériences “de disparition” permettent d'enregistrer l'oscillation vers tous les canaux possibles en incluant les neutrinos non-observés dans la nature. De plus, si on utilise des neutrinos de basses énergies, ces expériences sont très sensibles aux petits  $\Delta m^2$ . L'utilisation de deux détecteurs dans les expériences “de disparition” permet d'éliminer les incertitudes liées au flux. Dans ce cas, on compare le flux mesuré sur les deux distances différentes de la source  $R_1$  et  $R_2$ . La sensibilité en  $\Delta m^2$  est limitée par les distances entre les détecteurs proche et lointain  $R_1 < L < R_2$ .

Les résultats de recherche d'oscillations sont normalement présentés suivant un plot à deux dimensions ( $\sin^2 2\theta, \Delta m^2$ ). La figure 1.3 montre la relation entre les paramètres expérimentaux : la distance  $R$ , l'énergie  $E$ , la probabilité mesurée  $P$ , et les paramètres d'oscillations ( $\sin^2 2\theta, \Delta m^2$ ). En pratique, les sources de neutrinos ne sont pas mono-énergétiques et la source et le détecteur ne sont pas ponctuels. C'est pourquoi on utilise une probabilité moyennée par la distribution  $R/E$ .

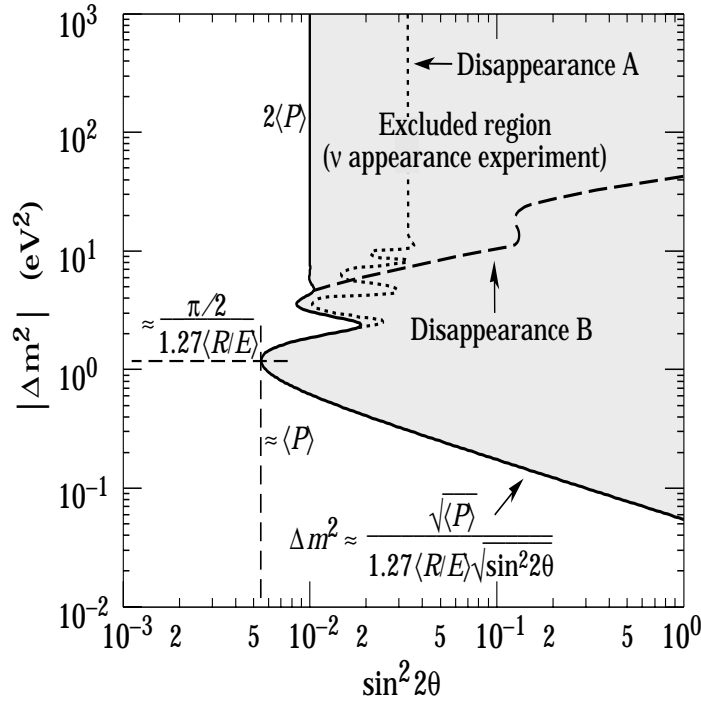
- Dans la région des grands  $\Delta m^2$  qui correspond à  $L \ll R$  la probabilité (1.25) oscille très rapidement en fonction de l'énergie du neutrino  $E$ . La convolution de la probabilité avec la distribution  $L/E$  amène à la disparition de la dépendance de  $\Delta m^2$ . La ligne verticale sur le plot

$$2 \langle P \rangle = \sin^2 2\theta \quad (1.28)$$

détermine la région des grands  $\Delta m^2$ .

- Le maximum de sensibilité pour  $\sin^2 2\theta$  est obtenu si  $R = L/2$ . Dans ce cas

$$\langle P \rangle = \sin^2 2\theta, \quad (1.29)$$



**Fig. 1.3:** Région des paramètres d'oscillations  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  en fonction des paramètres expérimentaux : la distance  $R$ , l'énergie des neutrinos  $E$  et la probabilité observée  $P$ .

et la valeur correspondante de  $\Delta m^2$  ne dépend pas de la probabilité :

$$\Delta m^2 \simeq \frac{\pi}{2 \cdot 1.27} < \frac{E}{R} >, \quad (1.30)$$

où  $< E/R >$  est une valeur moyenne de la distribution  $E/R$ .

– Pour la région des petits  $\Delta m^2$ , l'expression (1.25) peut être présentée comme

$$P(R) \simeq \sin^2 2\theta \left( 1.27 \frac{\Delta m^2 R}{E} \right)^2, \quad (1.31)$$

et la région de  $\Delta m^2$  est définie par la ligne inclinée (droite en coordonnées log – log) :

$$\Delta m^2 \simeq \frac{\sqrt{< P >}}{1.27 < R/E > \sqrt{\sin^2 2\theta}} \quad (1.32)$$

Finalement, la valeur minimale de  $\Delta m_{min}^2$  qui peut être atteinte correspond à  $\sin^2 2\theta = 1$  :

$$\Delta m_{min}^2 \simeq \frac{\sqrt{< P >}}{1.27 < R/E >}. \quad (1.33)$$

Si les oscillations ne sont pas observées, la région des paramètres à droite de la courbe montrée sur la figure 1.3 sera exclue. Dans le cas opposé (les oscillations sont observées) cette courbe définit la région des paramètres préférés.

La plupart des résultats expérimentaux sur les oscillations de neutrinos sont négatifs. Cependant, plusieurs expériences effectuées en utilisant différentes sources présentent une indication positive pour les oscillations. Ci-dessous, nous décrivons les résultats récents de ces recherches en fonction de la source utilisée.

### 1.4.2 Neutrinos atmosphériques

Les neutrinos atmosphériques viennent des désintégrations de  $\pi$  et  $K$  produits dans les collisions du rayonnement cosmique dans l'atmosphère :

$$\begin{aligned} p + N &\rightarrow n + \pi/K + \dots, \\ \pi/K &\rightarrow \mu^+(\mu^-) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu), \\ \mu^+(\mu^-) &\rightarrow e^+(e^-) + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \end{aligned} \quad (1.34)$$

La plupart des muons de relativement basse énergie ( $\lesssim 1$  GeV) ont le temps de se désintégrer dans l'atmosphère. A cette énergie, le rapport entre les flux de neutrinos (antineutrino) muoniques et électroniques est d'environ deux. A plus haute énergie ce rapport devient plus grand puisque les muons n'ont pas le temps de se désintégrer avant d'arriver au sol.

Le flux absolu de neutrinos muoniques et électroniques est calculé avec une précision d'environ 20-30 %. Pour éliminer ces incertitudes, la recherche d'oscillations de neutrinos atmosphériques est effectuée normalement en utilisant le rapport entre le nombres de neutrinos et d'antineutrinos muoniques et le nombre de neutrinos et d'antineutrinos électroniques, dont la valeur est prédite avec une incertitude d'environ 5 % [47]. Le rapport mesuré est comparé au rapport calculé en l'absence d'oscillations :

$$R = \left[ \frac{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)} \right]_{mes} / \left[ \frac{N(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{N(\nu_e + \bar{\nu}_e)} \right]_{att} = \left[ \frac{N_\mu}{N_e} \right]_{mes} / \left[ \frac{N_\mu}{N_e} \right]_{att} \quad (1.35)$$

Il faut noter les détecteurs actuels ne sont pas capables de distinguer les interactions de neutrinos des interactions d'antineutrinos et enregistrent seulement les événements de type  $\mu$  et  $e$ .

Les résultats des mesures du rapport  $R$  effectuées par plusieurs expériences sont montrés dans le tableau 1.2. Une différence importante par rapport à la valeur at-

Expérience		R
Super-Kamiokande (sub-GeV)	[48]	$0.680^{+0.023}_{-0.022} \pm 0.053$
Super-Kamiokande (multi-GeV)	[48]	$0.678^{+0.042}_{-0.039} \pm 0.080$
IMB	[49]	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.11$
Kamiokande (sub-GeV)	[50]	$0.60^{+0.07}_{-0.06} \pm 0.05$
Kamiokande (multi-GeV)	[51]	$0.57^{+0.08}_{-0.07} \pm 0.07$
Soudan-II	[52]	$0.68 \pm 0.11 \pm 0.06$
NUSEX	[53]	$0.96^{+0.32}_{-0.28}$
Fréjus	[54]	$1.00 \pm 0.15 \pm 0.08$

**Tab. 1.2:** Rapport double :  $R = (N_\mu/N_e)_{mes}/(N_\mu/N_e)_{att}$  mesuré par les différents détecteurs de neutrinos atmosphériques. Les erreurs sont respectivement statistiques et systématiques. Les résultats des expériences Super-Kamiokande et Kamiokande sont montrés pour les régions d'énergie reconstruite :  $E_{vis} < 1.33$  GeV - (sub-GeV) et  $E_{vis} > 1.33$  GeV - (multi-GeV). Super-Kamiokande, IMB et Kamiokande utilisent des détecteurs de lumière Cerenkov dans l'eau. Soudan-II, NUSEX et Fréjus sont des calorimètres de fer.

tendue ( $R = 1$ ) a été observée dans les expériences Super-Kamiokande, IMB, Kamiokande. Leurs résultats sont en accord les uns avec les autres. Cet effet n'a pas été observé par les expériences NUSEX et Fréjus statistiquement moins précises, qui sont en accord avec la valeur attendue. Cependant les mesures d'une autre expérience, Soudan-II qui comme NUSEX et Fréjus utilise un calorimètre de fer, confirme les résultats des détecteurs de lumière Cerenkov dans l'eau Super-Kamiokande, IMB, Kamiokande.

Le fait que le rapport  $R$  soit inférieur à 1 (cet effet est connu comme "l'anomalie des neutrinos atmosphériques") peut être expliqué par les oscillations de neutrinos se manifestant par disparition de  $\nu_\mu$  ou apparition de  $\nu_e$ .

Les neutrinos peuvent pénétrer dans le détecteur par le haut (la distance entre le point de "naissance" du neutrino dans l'atmosphère et le détecteur est de  $D \simeq 20$  km) ou le bas ( $D \simeq 13000$  km) en traversant la Terre. Les paramètres d'oscillations possibles doivent donc dépendre de l'angle azimuthal qui détermine la longueur de vol des

neutrinos. La grande statistique accumulée par l'expérience Kamiokande a permis d'étudier la variation de  $R$  en fonction de l'angle azimuthal [51]. Il a été observé que ce rapport diminue d'un facteur environ 4 (de  $\sim 1.2$  à  $\sim 0.3$ ) quand l'angle varie de  $0^\circ$  à  $180^\circ$  pour l'échantillon des données de haute énergie. En outre, un petit excès d'événements de type  $e$  et un défaut d'événements de type  $\mu$  ont été observés dans la direction  $-1 \lesssim \cos \Theta \lesssim 0$ .

La faible valeur du rapport  $R$  et sa dépendance angulaire ont été interprétées en terme d'oscillations de neutrinos. Deux possibilités d'oscillations ont été examinées :  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$  et  $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ . Les meilleures valeurs de l'ajustement de l'échantillon de haute énergie correspondent à un mélange total ( $\sin^2 2\theta = 1$ ) avec des différences de masses au carré suivantes :

$$\begin{aligned}\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau \quad \Delta m^2 &= 1.6 \cdot 10^{-2} \text{ eV}^2, \\ \nu_\mu \leftrightarrow \nu_e \quad \Delta m^2 &= 1.8 \cdot 10^{-2} \text{ eV}^2.\end{aligned}$$

Les résultats obtenus par l'expérience Kamiokande ont été qualitativement confirmés par la collaboration Super-Kamiokande sur une plus large statistique [55, 56, 48]. Une observation de la disparition de neutrinos muoniques a été obtenue à partir l'asymétrie des distributions du nombre d'événements de type  $\mu$  et de type  $e$  en fonction de l'angle (fig. 1.4). La dépendance de l'asymétrie, définie de la façon suivante  $(U - D)/(U + D)$  où  $D(U)$  est un nombre d'événements provenant du haut :  $0.2 < \cos \Theta < 1$  (du bas :  $-1 < \cos \Theta < -0.2$ ), est montrée figure 1.5 en fonction de l'énergie. Un signe négatif de l'asymétrie d'événements de type  $\mu$  démontre un manque de neutrinos muoniques provenant du bas par rapport aux neutrinos provenant du haut. Mais cet effet n'a pas été observé pour les événements de type  $e$ .

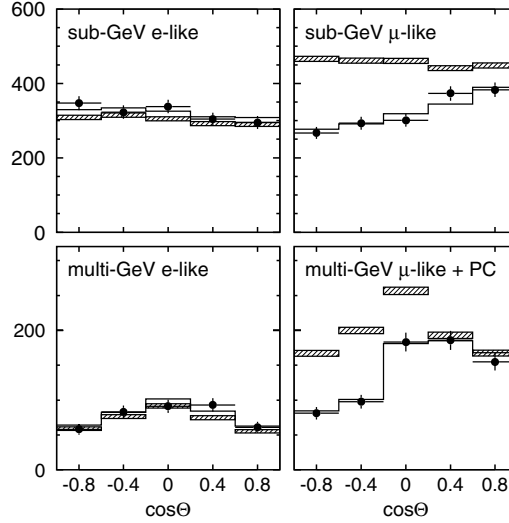
La disparition de neutrinos muoniques a été expliquée par des oscillations. Trois schéma d'oscillations sont examinés [56] :

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  La mauvaise qualité de l'ajustement permet d'écarter cette hypothèse.

Les meilleurs paramètres d'oscillations seraient les suivants :

$$\Delta m^2 = 3.8 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 2\theta = 0.98 \quad (\chi^2/d.o.f. = 100/67).$$

Ces paramètres, ainsi que les paramètres correspondants obtenus par Kamio-



**Fig. 1.4:** Distributions angulaires des événements de type  $e$  (à gauche) et de type  $\mu$  (à droite) pour les échantillons de données sub-GeV (haut) et multi-GeV (bas). Les zones hachurées montrent la prédiction du Monte-Carlo sans oscillation (avec des erreurs statistiques). La distribution continue montre la prédiction d'oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  avec les meilleurs paramètres  $\sin^2 2\theta = 1$  et  $\Delta m^2 = 3.5 \cdot 10^{-3}$ . Les points correspondent aux données pour 736 jours de prise de données de Super-Kamiokande (de [56]).

kande, se trouvent dans une région déjà exclue par l'expérience CHOOZ [57] recherchant la disparition  $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ .

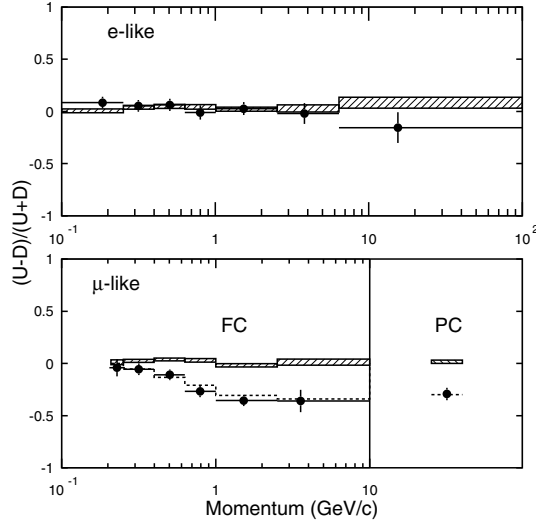
- $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  L'estimation de meilleurs paramètres d'oscillations dans ce schéma varie en fonction de la topologie des événements utilisés pour l'ajustement. Ils sont donc les suivants :

$$\Delta m^2 = (3.2 - 3.5) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 2\theta = 1.$$

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_s$  La possibilité des oscillations vers des neutrinos stériles donne pour meilleure estimation des paramètres

$$\Delta m^2 = 4.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 2\theta = 1.$$

Cependant, ce canal a été défavorisé au niveau de confiance de 95 % par l'analyse des effets de matière et du rapport mesuré  $\pi^0/e$  (les interactions courants neutres  $\nu_{e,\mu,\tau} N \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau} \pi^0 X$  ne sont pas possibles pour les neutrinos stériles) [48].



**Fig. 1.5:** Asymétrie  $(U - D)/(U + D)$  en fonction de l'énergie reconstruite pour les événements de type  $e$  (haut) et de type  $\mu$  (bas). La région hachurée définit la prévision du Monte-Carlo sans oscillations compte tenu des erreurs statistiques et systématiques. La ligne pleine montre la prédiction d'oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  avec les meilleurs paramètres  $\sin^2 2\theta=1$  et  $\Delta m^2 = 3.5 \cdot 10^{-3}$ . La statistique correspond à 736 jours de prise de données de Super-Kamiokande (de [56]).

Aujourd'hui, il semble donc y avoir une indication en faveur d'oscillations de neutrinos d'après les résultats obtenus par Kamiokande et Super-Kamiokande.

### 1.4.3 Neutrinos solaires

Le Soleil est aussi une source de neutrinos. Grâce à la grande distance entre le Soleil et la Terre ( $\sim 10^{11}$  m), ces neutrinos permettent d'étudier les oscillations avec des paramètres de masse de l'ordre  $\Delta m^2 \sim 10^{-11}$  eV<sup>2</sup> (voir tableau 1.1).

Conformément au modèle standard du Soleil (SSM) [58, 59], les réactions thermonucléaires des cycles proton-proton et carbone-azote-oxygène (CNO) sont la source principale de son énergie. Les deux cycles incluent plusieurs processus, dont certains sont liés à l'émission de neutrinos.

Les plus importantes réactions du cycle  $pp$ , qui donnent naissance à des neutrinos,



sont les suivantes :

$$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e \quad (E_\nu \leq 0.42 \text{ MeV}) \quad (1.36)$$

$$p + e^- + p \rightarrow d + \nu_e \quad (E_\nu = 1.442 \text{ MeV}) \quad (1.37)$$

$${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e \quad (E_\nu \leq 18.77 \text{ MeV}) \quad (1.38)$$

$${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e \quad (E_\nu = 0.862 \text{ MeV}(90\%), 0.384 \text{ MeV}(10\%)) \quad (1.39)$$

$${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}^* + e^+ + \nu_e \quad (E_\nu \leq 14.6 \text{ MeV}) \quad (1.40)$$

Les neutrinos du cycle CNO, dont la contribution en énergie totale émise par le Soleil est d'environ 1.6 %, se créent par les réactions :

$${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e \quad (E_\nu \leq 1.199 \text{ MeV}) \quad (1.41)$$

$${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e \quad (E_\nu \leq 1.732 \text{ MeV}) \quad (1.42)$$

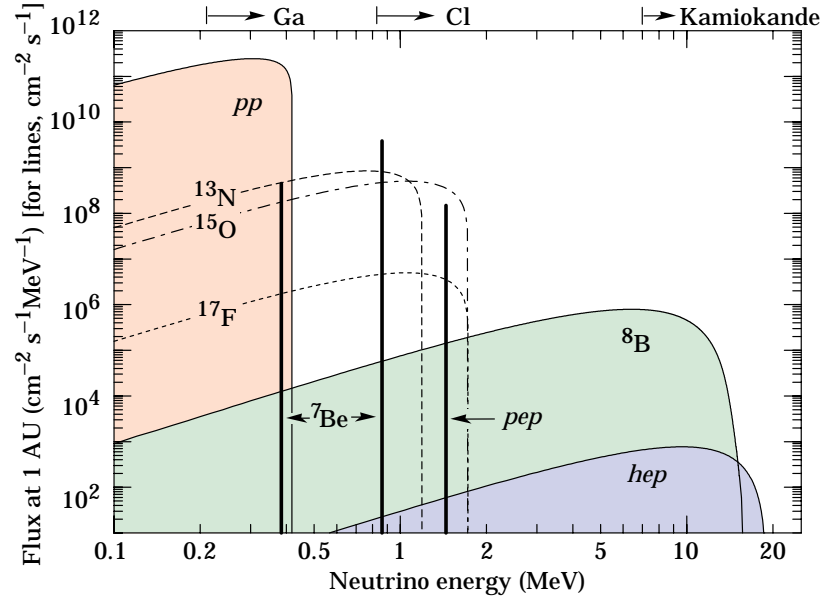
$${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e \quad (E_\nu \leq 1.740 \text{ MeV}). \quad (1.43)$$

Le flux attendu de neutrinos sur la Terre est calculé dans le cadre de SSM en utilisant les sections efficaces des réactions thermonucléaires, l'énergie émise et le nombre de neutrinos créés dans ces réactions. Le spectre d'énergie du flux de neutrinos provenant des différentes sources est montré figure 1.6. L'essentiel des neutrinos provient de la réaction  $pp$  (1.36). Ces neutrinos sont de relativement basse énergie et leur flux, déterminé à partir de la luminosité du Soleil, est connu avec une précision d'environ 2 %. Les réactions  $Be$  et  $B$  présentent une petite fraction du flux total de neutrinos. Leur contributions sont connues avec de larges incertitudes car elles dépendent fortement de plusieurs paramètres de SSM : la température du coeur du Soleil, les sections efficaces, l'opacité, etc.

L'idée des expériences de recherche d'oscillations de neutrinos solaires consiste en la mesure du nombre d'interactions produites par ces neutrinos et leur comparaison avec le nombre attendu.

Plusieurs détecteurs ont mesuré par différentes méthodes le flux de neutrinos solaires :

- **Homestake** [60, 61] enregistre les neutrinos solaires sur la surface de la Terre,



**Fig. 1.6:** Spectre des neutrinos solaires prédit par le modèle standard du Soleil. Le spectre des neutrinos provenant du cycle *pp* est montré en ligne pleine tandis que le flux provenant du cycle CNO est montré en ligne pointillée et hachurée. Les régions d'énergie accessibles pour les différentes expériences sont montrées au dessus de la figure (de [29]).

par la réaction de Pontecorvo<sup>2</sup>, depuis 1968 :



Le seuil d'énergie 0.814 MeV de cette réaction ne permet pas de “voir” les neutrinos de cycle *pp*. L'argon créé dans cette réaction a une demi-vie de 35.04 jours et il peut être mesuré par sa désintégration en  ${}^{37}\text{Cl}$  avec une émission d'électrons Auger. L'exposition est fractionnée en périodes de 2 mois. La valeur du flux de neutrinos est déterminée par la quantité d'argon créée.

- **GALLEX** [63] et **SAGE** [64] sont deux expériences fondées aussi sur la méthode radiochimique. Les neutrinos sont détectés en utilisant la réaction proposée par Kuzmin [65] :



ayant un seuil d'énergie beaucoup plus bas 0.23 MeV, qui permet de mesurer

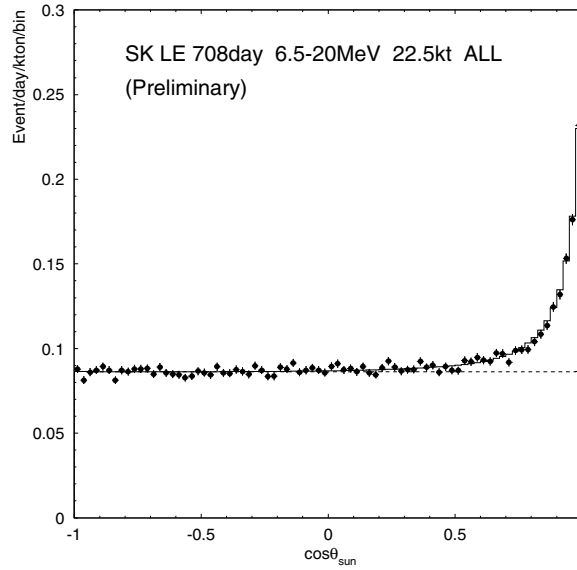
<sup>2</sup>la méthode radiochimique pour la détection de neutrinos et, en particulier, cette réaction, ont été proposées pour la première fois par Pontecorvo [62]

l'essentiel du flux : en particulier la mesure de  $\sim 70\%$  de tout les neutrinos provenant de réaction  $pp$  devient donc possible. Comme déjà noté, cette partie du spectre est moins dépendante du SSM, en particulier, de la température du Soleil, tandis que les flux de neutrinos  $Be$  ( $\sim T_C^8$ ) et de neutrinos  $B$  ( $\sim T_C^{18}$ ) y sont exceptionnellement sensibles. L'extraction de  $^{71}\text{Ge}$  est effectuée périodiquement.

- **Kamiokande** [66] et **Super-Kamiokande** [67, 68, 48] sont des détecteurs de lumière Cerenkov produite dans des réservoirs d'eau. Ils détectent le flux de neutrinos solaires “on-line” par l'observation de la diffusion de neutrinos sur électrons :

$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \quad (1.46)$$

Ces expériences ont un avantage par rapport aux expériences radiochimiques car elles peuvent déterminer la direction du neutrino incident et ainsi de vérifier que les neutrino proviennent bien du Soleil (fig. 1.7). Outre, le temps de détection des



**Fig. 1.7:** Distribution de nombre d'événements en fonction de l'angle entre une direction reconstruis et une ligne se réunis une position du Soleil et un vertex reconstruis (de [68]).

événements est bien connu, il y a donc la possibilité d'étudier la variation temporelle du flux. La mesure du spectre d'énergie des électrons permet d'estimer le spectre d'énergie des neutrinos. Au contraire les expériences radiochimiques, Kamiokande et Super-Kamiokande peuvent observer la réaction (1.46) tant pour

les neutrino électronique que pour les neutrinos muonique et tauique mais la section efficace des deux dernières réactions est inférieure à celle de la première d'un facteur voisin de six. Le défaut de ces expériences réside dans un seuil élevé de détection ( $\sim 5.5\text{-}7$  MeV) introduit contre le bruit de fond provenant de la radioactivité naturelle. La mesure des neutrinos de haute énergie (neutrinos  $B$  et  $pep$  (fig. 1.6)) est seule possible.

Le taux de capture des neutrinos est calculé en utilisant le flux de neutrinos prédit par le SSM et les sections efficaces des réactions utilisées pour la détection. Comme ce taux est très petit, l'unité de neutrinos solaires (SNU) a été introduite : 1 SNU représente une capture de neutrino par  $10^{36}$  atomes de la cible par seconde. Les résultats de mesure du flux de neutrinos solaires sont résumés dans le tableau 1.3.

On voit que GALLEX, SAGE, Kamiokande et Super-Kamiokande ont observé environ une moitié du flux attendu, tandis que la valeur mesurée par Homestake est inférieure à la prédiction d'un facteur 3.

Expérience	Mesure	Prédiction [59]	Mes./Préd.
Homestake [61]	$2.56 \pm 0.16 \pm 0.16$	$7.7^{+1.2}_{-1.0}$	$0.33 \pm 0.06$
GALLEX [63]	$77.5 \pm 6.2^{+4.3}_{-4.7}$	$129^{+8}_{-6}$	$0.60 \pm 0.07$
SAGE [64]	$66.6^{+6.8+3.8}_{-7.1-4.0}$	$129^{+8}_{-6}$	$0.52 \pm 0.07$
Kamiokande [66]	$(2.80 \pm 0.19 \pm 0.33) \cdot 10^6$	$(5.15^{+1.0}_{-0.7}) \cdot 10^6$	$0.54 \pm 0.07$
Super-Kam. [48]	$(2.45 \pm 0.04 \pm 0.07) \cdot 10^6$	$(5.15^{+1.0}_{-0.7}) \cdot 10^6$	$0.475^{+0.008}_{-0.007} \pm 0.013$

**Tab. 1.3:** Résultats des expériences sur les neutrinos solaires. Les taux de capture de neutrinos pour Homestake, GALLEX et SAGE sont montrés en SNU ( $1 \text{ SNU} = 10^{-36} \text{ ev./at./s.}$ ). Les taux mesurés et attendus de Kamiokande et de Super-Kamiokande sont données en  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Ce désaccord entre valeur mesurée et prédiction du SSM est désigné sous le nom de “*problème des neutrinos solaires*” ou “*déficit des neutrinos solaires*”.

Il y a plusieurs hypothèses qui permettent d'expliquer le déficit des neutrinos solaires. L'une d'elles suppose la modification du modèle standard du Soleil. En particulier, certains modèles non-standards permettent de diminuer la température du Soleil et de réduire le flux de neutrinos  $B$ , tandis que la valeur de la luminosité solaire

est utilisée comme une condition aux limites. Les autres conditions aux limites proviennent des données de l'hélioseismologie qui sont en bon accord avec les prédictions obtenues du SSM [69].

Une autre possibilité de résolution du problème des neutrinos solaires suppose que des oscillations de neutrinos ont lieu<sup>3</sup>.

Le déficit de neutrinos solaires peut être expliqué par les oscillations dans le vide. Les meilleures valeurs des paramètres d'oscillations, obtenues par l'ajustement des données expérimentales dans les cas du mélange de deux type de neutrinos  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  ou  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ , sont les suivantes [70, 71, 48] :

$$\Delta m^2 \simeq 4 \cdot 10^{-10} \text{ eV}^2 \quad \sin^2 2\theta \simeq 0.79 \quad (1.47)$$

Le cas des oscillations vers les neutrinos stériles est défavorisé.

Une autre explication possible du déficit des neutrinos solaires fait appel à l'amplification résonante de l'amplitude d'oscillations durant le passage des neutrinos à travers le Soleil, connue comme l'effet MSW (Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein).

### Oscillations de neutrinos dans la matière et l'effet MSW

Les oscillations que nous avons considéré jusqu'ici supposent la propagation de neutrinos relativistes de masse  $m$  dans le vide :

$$\nu(t) = \nu(0) \exp(-i(px - Et)) \simeq \nu(0) \exp(-it \frac{m^2}{2p}) \quad (1.48)$$

Cependant, si les neutrinos traversent la matière, le facteur de phase se modifie :  $ipx \rightarrow ipnx$ , où  $n$  est un indice de réfraction semblable à l'indice de réfraction de la lumière dans la matière. C'est pourquoi la nature des oscillations dans la matière se modifie aussi [72]. Si il y a des conditions favorables, l'amplification résonante des oscillations peut avoir lieu [73].

L'interaction faible change l'indice de réfraction qui devient différent de un. Pour un neutrino de type  $l$  d'impulsion  $p$ , qui détermine l'interaction faible avec un centre

---

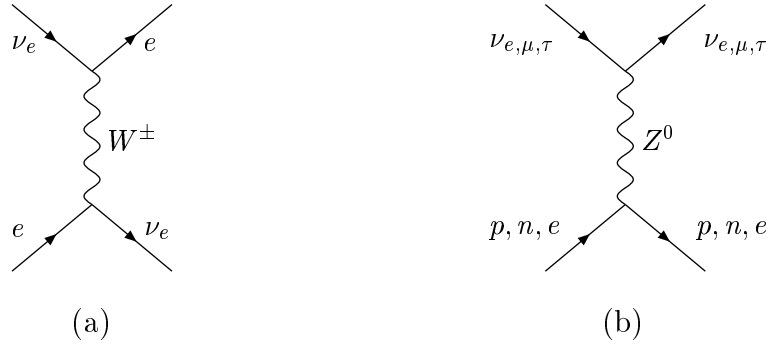
<sup>3</sup>une démonstration convaincante, indépendante des modèles du Soleil, de la nécessité de l'hypothèse des oscillations pour assurer une compatibilité des données obtenues par différentes expériences a été donnée en [6]

de diffusion, l'indice de réfraction  $n_l$  est donné par l'expression suivante :

$$n_l = 1 + \frac{2\pi N}{p^2} f_l(0), \quad (1.49)$$

où  $N$  est la densité de centres de diffusion, et  $f_l(0)$  l'amplitude de diffusion vers l'avant.

La matière est constituée des nucléons (ou de quarks) et des électrons. Leur contribution à l'amplitude de diffusion vers l'avant est décrite par l'échange de courants neutres (fig. 1.8(b)). Elle est identique pour tous les types de neutrinos. La diffusion par courants neutres et chargés peut avoir lieu pour les neutrinos électroniques (fig. 1.8(a)), tandis que les autres neutrinos ne peuvent interagir avec des électrons que par le courant neutre.



**Fig. 1.8:** Diagrammes de diffusion de neutrino : (a) - diffusion de neutrino électronique sur électron par courant chargé, (b) - diffusion de neutrino sur nucléon et électron par courant neutre (de [8]).

La partie de l'amplitude de diffusion vers l'avant commune aux neutrinos de différents types modifie le facteur de phase de tous les neutrinos de la même façon et n'est pas intéressante. Cependant, le fait que les  $\nu_e$  ( $\bar{\nu}_e$ ) interagissent différemment amène à une différence suivante des amplitudes  $\Delta f_e(0)$  [72, 74] :

$$\Delta f_e(0) = f_e(0) - f_\alpha(0) = -\sqrt{2} \frac{G_F p}{2\pi}, \quad (1.50)$$

où  $\alpha$  est une saveur de neutrino différente de  $\nu_e$  ( $\alpha = \mu, \tau$ ),  $G_F$  - la constante de Fermi. Dans le cas de  $\bar{\nu}_e$ , le signe de  $\Delta f_e(0)$  est opposé.

Dans la matière, nous avons donc une contribution additionnelle à la dépendance temporelle de l'état de neutrino électronique :

$$\nu_e(t) = \nu_e(0) \exp(-ipn x) = \nu_e(0) \exp(-\sqrt{2}iG_F N_e x), \quad (1.51)$$

où,  $N_e$  est la densité d'électrons dans la matière<sup>4</sup>. La distance, sur laquelle le facteur de phase varie de  $2\pi$  est la longueur d'interaction  $L_e$  :

$$L_e = \frac{2\pi}{\sqrt{2}G_F N_e}. \quad (1.52)$$

Le nombre de diffusions vers l'avant change les états massifs dans le vide ( $\nu_1, \nu_2$ ). La solution de l'équation du mouvement pour les états massifs dans la matière ( $\nu_{1m}, \nu_{2m}$ ) est :

$$\nu_{1m} = \nu_e \cos \theta_m - \nu_\mu \sin \theta_m = \nu_1 \cos(\theta_m - \theta) - \nu_2 \sin(\theta_m - \theta), \quad (1.53)$$

$$\nu_{2m} = \nu_e \sin \theta_m + \nu_\mu \cos \theta_m = \nu_1 \sin(\theta_m - \theta) + \nu_2 \cos(\theta_m - \theta). \quad (1.54)$$

L'angle de mélange  $\theta_m$  est liée à l'angle de mélange par la relation :

$$\tan 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\cos 2\theta + (L/L_e)}, \quad (1.55)$$

où  $L$  est la longueur d'oscillation dans le vide (1.24).

Une longueur effective d'oscillation dans la matière  $L_m$  est définie par :

$$L_m = L \frac{\sin 2\theta_m}{\sin 2\theta} = L \left[ 1 + \left( \frac{L}{L_e} \right)^2 + \frac{2L}{L_e} \cos 2\theta \right]^{-1/2}. \quad (1.56)$$

Si la densité d'électrons est nulle, on a donc  $\theta_m = \theta$  et  $\nu_{\alpha m} = \nu_\alpha$ . Si la densité est infinie, on obtient :

$$\theta_m = \begin{cases} 0, & \text{si } m_1 > m_2 \\ \pi/2, & \text{si } m_2 > m_1 \end{cases} \quad (1.57)$$

Dans ce cas, les états propres de propagation dans la matière sont des états d'interaction.

---

<sup>4</sup>Une partie du facteur de phase, commune pour les neutrinos de tous les types, n'est pas montrée dans cette expression.

Pour une densité constante d'électrons dans la matière, la probabilité d'observer un neutrino électronique après une la distance  $x$  est la suivante :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - \sin^2 2\theta_m \sin^2 \frac{\pi x}{L_m}, \quad (1.58)$$

et :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \sin^2 2\theta_m \sin^2 \frac{\pi x}{L_m}. \quad (1.59)$$

Mikheyev et Smirnov [73] ont trouvé qu'un phénomène de résonance peut avoir lieu si  $m_2 > m_1$ . La nature résonante des oscillations dans la matière découle de (1.55).

On examine les trois cas particuliers :

- $|L|/L_e \ll \cos 2\theta$ . Conformément à (1.52), cela correspond à une petite densité d'électrons. La matière influe très faiblement sur les oscillations. La probabilité d'oscillations est proche de sa probabilité dans le vide (1.22).
- $|L|/L_e \gg \cos 2\theta$ . Dans ce cas la densité d'électrons est très grande ( $\theta_m \approx \pi/2$ ).

A la limite de densité infinie les oscillations sont absentes :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \left( \frac{L_e}{L} \right)^2 \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi x}{L_e}. \quad (1.60)$$

- $|L|/L_e \approx \cos 2\theta$ . Les oscillations peuvent subir une amplification. Si  $\theta_m = \pi/4$  on a

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \sin^2 \left( \sin 2\theta \frac{\pi x}{L} \right). \quad (1.61)$$

On voit de (1.55) que l'angle de mélange dans la matière est maximal ( $\theta_m = \pi/4$ ) si la densité des électrons satisfait à la condition de résonance :

$$\frac{L}{L_e} = -\cos 2\theta. \quad (1.62)$$

La longueur d'oscillations doit être positive. Pour les neutrinos électroniques cette condition est vérifiée si  $m_2 > m_1$ . Même pour de très petites angles de mélange  $\theta$  dans le vide, le paramètre  $\theta_m$  peut prendre la valeur  $\pi/4$  (mélange maximal) si la densité des électrons satisfait à la condition suivante :

$$N_e^{res} = \frac{(m_2^2 - m_1^2) \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F E} \quad (1.63)$$

Cette amplification de l'amplitude de mélange constitue l'*effet MSW*.



Les neutrinos sont créés au centre du Soleil. Pour résoudre le problème des neutrinos solaires en utilisant l'effet MSW, il faut tenir compte de ce que la densité de la matière traversée par les neutrinos vers la surface du Soleil n'est pas constante, mais diminue pour s'annuler au bord du Soleil. Cela signifie que la condition de résonance peut être satisfaite pour un large intervalle de valeurs de  $E/(m_2^2 - m_1^2)$ . A partir d'une certaine énergie critique, les neutrinos issus du centre du Soleil pénètrent dans la région, où la densité des électrons satisfait (1.62) ou (1.63). La conversion importante  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  ( ou  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  ) peut avoir lieu.

L'effet MSW permet d'expliquer pourquoi les neutrinos électroniques “nés” dans le Soleil atteignent la Terre en “qualité” de neutrinos muoniques (tauiques) avec une haute probabilité, même quand l'angle de mélange  $\theta$  est petit. La réduction du flux de neutrinos électroniques prédit par le SSM, observée par plusieurs expériences, est alors expliquée.

Un autre phénomène lié à l'effet MSW peut être aussi observé. Les neutrinos non électroniques, qui se créent pendant la propagation des  $\nu_e$  dans le Soleil, peuvent se régénérer en  $\nu_\mu$  ( $\nu_\tau$ ) en traversant la Terre car elle a une densité d'électrons non-nulle. Une modulation du flux de neutrinos électroniques sur vingt-quatre heures doit donc être observée (effet “jour-nuit”). Cet effet a été étudié par les deux expériences Kamiokande [66] et Super-Kamiokande [68, 48]. De plus, une certaine variation du flux de  $\nu_e$  a été observée en fonction de la saison en raison de la variation de la distance Terre-Soleil. Ces deux effets sont des sources d'information additionnelles qui sont utilisées pour calculer les paramètres des oscillations dans le cadre de l'effet MSW (voir p.e. [75]).

Compte tenu de l'effet MSW et en supposant que le SSM est juste, l'analyse de toutes les données des neutrinos solaires donne les meilleures valeurs d'ajustement des paramètres d'oscillation [70, 71, 48] :

$$\begin{aligned} \Delta m^2 &\simeq 5 \cdot 10^{-6} \quad \text{eV}^2, \quad \sin^2 2\theta \simeq 5 \cdot 10^{-3}, \\ \Delta m^2 &\simeq 3.2 \cdot 10^{-5} \quad \text{eV}^2, \quad \sin^2 2\theta \simeq 0.8. \end{aligned} \tag{1.64}$$

La possibilité d'oscillations vers des neutrinos stériles est aussi examinée. Les

meilleures valeurs d'ajustement pour cette hypothèse sont [75] :

$$\Delta m^2 \simeq 5 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 2\theta \simeq 0.003. \quad (1.65)$$

#### 1.4.4 Neutrinos auprès des accélérateurs

Le développement des accélérateurs a permis de construire des sources de neutrinos très utiles pour la recherche des oscillations<sup>5</sup>. Des neutrinos d'énergie supérieure au seuil d'interaction courant chargé pour  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$  peuvent être produits, ce qui permet d'effectuer des expériences tant en “disparition” qu'en “apparition” et d'étudier les différents schémas de mélange possibles.

La plupart des résultats des expériences de recherche d'oscillations effectuées sur accélérateurs sont négatifs. Seule l'expérience LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) a observé un signal positif d'oscillations de neutrinos.

L'expérience LSND se trouve à LAMPF (Los Alamos) à une distance de  $\sim 30$  m de la source. Le faisceau de protons d'énergie 800 MeV envoyé sur une cible épaisse d'eau produit essentiellement des pions. Les pions rencontrent un absorbeur (“beam-stop”), installé à  $\sim 1$  m de la cible.

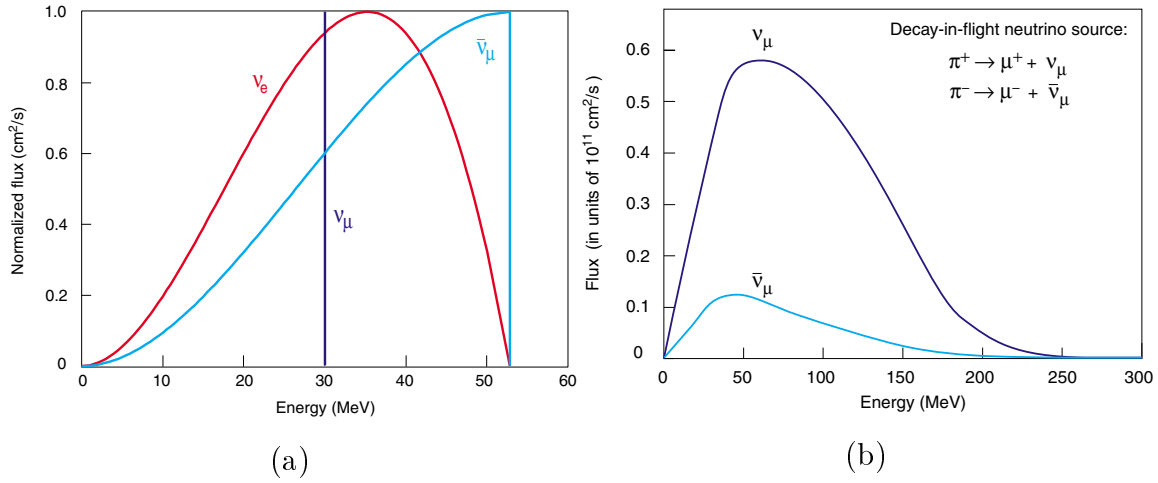
Les chaînes de désintégration des  $\pi^+$  et  $\pi^-$  sont les suivantes [76, 77] :

$$\begin{aligned} \pi^+ (89 \%) &\rightarrow \nu_\mu \mu^+ \text{ (DIF - 3 \%)} &\rightarrow \bar{\nu}_\mu \nu_e e^+ \\ &\rightarrow \nu_\mu \mu^+ \text{ (DAR - 97 \%)} &\rightarrow \bar{\nu}_\mu \nu_e e^+ \end{aligned} \quad (1.66)$$

$$\begin{aligned} \pi^- (11 \%) &\rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu^- \text{ (DIF - 5 \%)} &\rightarrow \bar{\nu}_e \nu_\mu e^- \text{ (12 \%)} \\ &&\rightarrow \text{absorbés (88 \%)} \\ &\rightarrow \text{absorbés (95 \%)} \end{aligned} \quad (1.67)$$

Les  $\pi^+$ , eux, peuvent se désintégrer et donnent la première bouffée de neutrinos. Les désintégrations se faisant presque au repos (DAR - “decay at rest”) le spectre en énergie est très bien défini pour les  $\nu_\mu$  ( $\sim 30$  MeV). Puis, vient l'autre bouffée de neutrinos lorsque les muons se désintègrent. Comme ils sont quasiment à l'arrêt leur temps de vie est de  $\sim 2.2 \mu s$  (ce qui donne le temps entre les deux bouffées).

<sup>5</sup>La schéma d'obtention de faisceau de neutrinos de haute énergie auprès d'accélérateurs est décrit, à partir de l'exemple de NOMAD, dans le chapitre suivant.



**Fig. 1.9:** Spectres en énergie des neutrinos provenant des désintégrations de muons et pions au repos (a) et de désintégrations de pions en vol (b).

Les  $\pi^-$  forment des atomes pi-mésiques avec des noyaux de l'absorbeur avant de désintégrer.

Les spectres en énergie de neutrinos produits dans des désintégrations au repos sont montrés figure 1.9(a).

Les pions peuvent aussi se désintégrer en vol (DIF - “decay in flight”) avant pénétration dans l'absorbeur. Les spectres de neutrinos provenant de ces désintégrations sont montrés figure 1.9 (b). Le flux d'antineutrinos électroniques provenant des désintégrations de  $\pi^-$  et  $\mu^-$  en vol ne représente que  $7.5 \cdot 10^{-4}$  du flux de  $\bar{\nu}_\mu$ .

LSND [76] est un détecteur homogène composé de 167 tonnes d'un liquide scintillant entouré de 1220 photomultiplicateurs. L'angle entre la direction du flux de neutrinos et le faisceau des protons est d'environ  $17^\circ$  ce qui permet d'effectuer deux canaux d'analyse :

- $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  : on recherche les neutrinos  $\bar{\nu}_e$  apparus dans le flux de  $\bar{\nu}_\mu$  provenant des désintégrations au repos. La signature des interactions de  $\bar{\nu}_e$  dans ce canal est bien définie. Les antineutrinos électroniques sont détectés par la réaction inverse de la désintégration- $\beta$  (Eq. 1.1). L'identification de ces événements est faite par la détection de la lumière Cerenkov émise par le positron et, en moyenne 186  $\mu s$  plus tard, par la détection du photon de 2.2 MeV émis dans la réaction de

capture du neutron :

$$n + p \rightarrow d + \gamma \text{ (2.2 MeV)} \quad (1.68)$$

L'énergie de positron  $E_{e+}$  doit satisfaire à la condition suivante :

$$20 \text{ MeV} < E_{e+} < 60 \text{ MeV}. \quad (1.69)$$

- $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  : les  $\nu_e$ , apparus dans le flux  $\nu_\mu$  provenant des désintégrations des  $\pi^+$  en vol, sont détectés par la réaction de diffusion courant chargé sur carbone :

$$\nu_e + {}^{12}\text{C} \rightarrow e^- + X. \quad (1.70)$$

Cette interaction est détectée par l'identification d'un électron d'énergie :

$$60 \text{ MeV} < E_{e-} < 200 \text{ MeV}, \quad (1.71)$$

où le choix des limites inférieure et supérieure de l'énergie des électrons est déterminé par les limites des spectres des  $\nu_e$  DAR et des  $\nu_\mu$  DIF respectivement.

Dans le canal  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ , l'analyse de données 1993-1995 de LSND [78] a révélé un excès par rapport au bruit de fond attendu dans l'intervalle d'énergie 36-60 MeV : 22 événements de type  $e$  pour un bruit de fond de  $(4.6 \pm 0.6)$  événements. Le signal des électrons provenant des interactions des  $\nu_e$  DAR (réaction 1.70) conjointement avec un signal de  $\gamma$  provenant de la capture des neutrons du rayonnement cosmique (réaction 1.68) est la source principale de bruit de fond. Ce fond étant connu avec une large incertitude, LSND compare les nombres enregistré et attendu au dessus de 36 MeV (le maximum du spectre  $\nu_e$  DAR). L'excès observé a été interprété comme une signal d'oscillations  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ . La somme de tous les événements se trouvant dans l'intervalle (1.69) a donné une probabilité d'oscillations de  $(0.31_{-0.01}^{+0.11} \pm 0.05) \%$ .

Le même échantillon de données a été utilisé pour le deuxième canal de recherche  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  [79]. Dans ce cas, l'excès est constitué de 40 événements pour un bruit de fond de  $(21.9 \pm 2.1)$  événements. La probabilité d'oscillations trouvée  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = (0.26 \pm 0.1 \pm 0.05) \%$  est donc en accord avec la probabilité d'oscillations  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ .

La prise de données s'est poursuivie en 1997 et 1998 après modification de l'appareillage pour étudier le canal  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ . La distribution préliminaire [77, 80] des

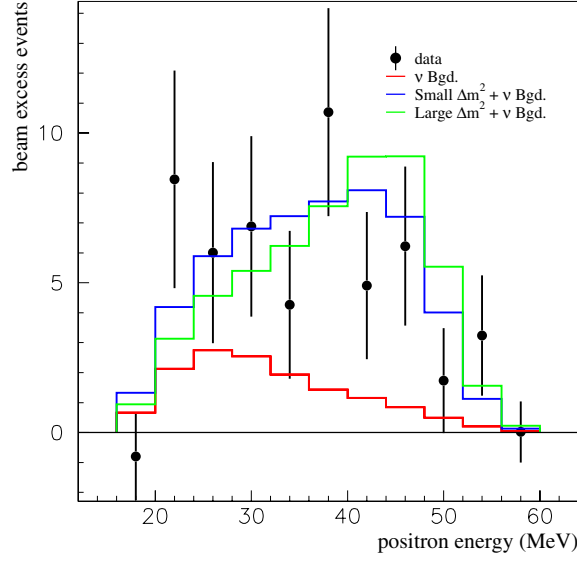
positrons enregistrés par LSND est montrée figure 1.10. Au total, l'échantillon des positrons inclut 70 événements dans l'intervalle (1.69). Après soustraction du bruit de fond, l'excès contient  $(39.5 \pm 8.8)$  événements. La probabilité d'oscillations  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  est  $(0.33 \pm 0.09 \pm 0.05) \%$ . La région des paramètres d'oscillations favorisée par LSND est montrée figure 1.11. Une partie des paramètres d'oscillations déterminés par LSND se trouve dans la région déjà exclue par les expériences Bugey [81] et CCFR [82]. Les résultats de KARMEN-II [83] excluent les solutions de LSND pour  $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2/\text{c}^4$  (90 % C.L.).

L'expérience KARMEN-II ("KARlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino experiment") est installée à 17 m de la source de neutrinos ISIS [84] au Laboratoire de Rutherford. Cette source est similaire à celle de LSND, mais le faisceau de protons de 800 MeV est pulsé. La structure en temps est utilisée dans le rejet des bruits de fond.

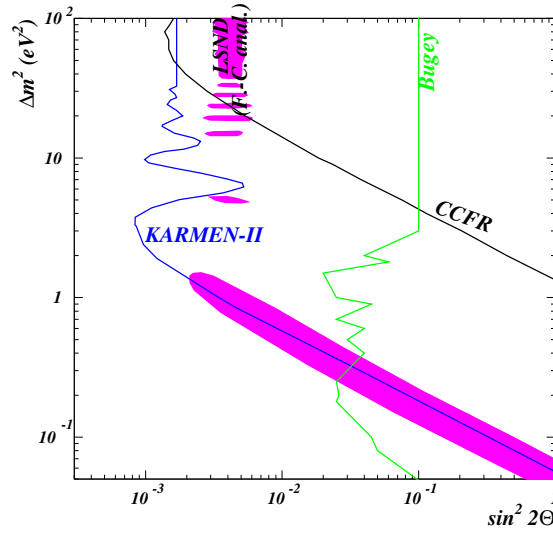
KARMEN [85] est un calorimètre segmenté à scintillateur liquide de 56 tonnes, de bonnes résolutions temporelle et énergétique. Les modules du calorimètre sont enveloppés de papier au Gadolinium ce qui permet de détecter les neutrons thermiques avec une haute efficacité.

La basse intensité du flux des neutrinos provenant des DIF (environ 1 % de toutes désintégrations [84]) et le fait que le détecteur soit installé perpendiculairement à l'axe du faisceau de protons ne permet d'étudier que les neutrinos provenant des DAR dans les trois canaux :  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ,  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  et  $\nu_e \rightarrow \nu_x$  (voir [86] et ce réf.). A partir de février 1997 KARMEN-II a continué la prise de données après certaines améliorations, en particulier une réduction du bruit de fond à l'aide d'un nouveau blindage du détecteur et un nouveau veto contre les cosmiques.

KARMEN recherche donc l'apparition de  $\bar{\nu}_e$  dans le flux de  $\bar{\nu}_\mu$  DAR. La contamination de  $\bar{\nu}_e$  dans le flux des neutrinos incidents est d'environ  $6.2 \cdot 10^{-4}$  par rapport au flux de  $\bar{\nu}_\mu$ . La détection des neutrinos est effectuée par la réaction (1.1). La corrélation temporelle entre le signal du positron et le signal des  $\gamma$  de 2.2 MeV ou 8 MeV provenant de la capture du neutron respectivement par un proton (réaction 1.68) ou par un noyau de Gadolinium définit la signature de cette réaction. La synchronisation du système de prise de données avec les cycles de l'accélérateur permet de réduire le



**Fig. 1.10:** L'excès des positrons observés par l'expérience LSND en 1993-1998 en fonction de l'énergie (préliminaire). Il contient des  $39.5 \pm 8.8$  événements après la soustraction du bruit de fond.



**Fig. 1.11:** Région préliminaire à 90% C.L. des paramètres d'oscillations  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  favorisée par LSND [77, 80] en grisé et courbes d'exclusions à 90% C.L. des expériences KARMEN-II [83], Bugey [81] et CCFR [82].

bruit de fond lié aux interactions des  $\nu_e$  DAR.

Aucune indication d'oscillations  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  n'a été observée dans l'expérience KAR-MEN-II. Dix événements de type  $e$  ont été observés entre Février 1997 et Décembre 1999 [83]. Ce nombre est en bon accord avec le nombre d'événements attendus ( $10.6 \pm 0.6$ ). La région des amplitudes de mélange  $\sin^2 2\theta$  supérieures à  $1.7 \cdot 10^{-3}$  est exclue à 90 % C.L. pour les grandes différences des masses au carré [83].

### 1.4.5 Neutrinos auprès des réacteurs

Les réacteurs nucléaires sont des sources intenses d'antineutrinos  $\bar{\nu}_e$  produits dans les désintégrations  $\beta$  des produits de fission (cela donne environ 6  $\bar{\nu}_e$  par fission).

L'énergie des neutrinos n'excède pas 10 MeV. A ces énergies, on ne peut avoir d'interaction par courant chargé donnant des leptons "lourds" comme le  $\mu$  ou le  $\tau$ . Les expériences auprès des réacteurs sont donc de type disparition. Là encore on détecte les  $\bar{\nu}_e$  par le processus de désintégration  $\beta$  inverse :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

Le gros problème de ce genre d'expérience réside dans le bruit de fond (radio-activité des matériaux utilisés, rayonnement cosmique mais aussi neutrons rapides provenant du réacteur) en raison de la faiblesse de la section efficace de la réaction ci-dessus. Ce fond représente quelques dizaines d'événements par heure.

Il faut donc blinder le détecteur contre les  $\gamma$  et les neutrons venant de l'extérieur et les cosmiques. Ce blindage comprend typiquement 3 couches : la première absorbe les photons (du plomb ou du fer), la deuxième les neutrons (eau borée par exemple) et enfin un veto signale le passage de cosmiques.

Pour détecter les produits de réaction, des photomultiplicateurs vont détecter le positron produit dans un liquide scintillant et mesurer son énergie et, parfois, les 2  $\gamma$  de 511 keV émis lors de l'annihilation du positron. Juste après (temps de vie moyen du neutron dans le détecteur) des noyaux neutrophages (Gd ou bien  $^6\text{Li}$ ) et des protons vont absorber le neutron en émettant un photon d'énergie caractéristique (8 MeV pour Gd et 2.2 MeV pour proton) .

Le détecteur est dit hétérogène quand le détecteur de neutrons ne se trouve pas dans la cible mais est un détecteur spécifique à part, et homogène quand il est mélangé au liquide scintillant.

Ces derniers sont souvent des liquides scintillants dopés avec des noyaux neutrophages. Comme ces expériences sont des expériences de disparition et que la source (le coeur du réacteur) est complexe à modéliser, il est plus sûr de mesurer le flux à plusieurs distances du réacteur. Enfin, il est important de pouvoir mesurer une partie du bruit de fond lorsque le réacteur est à l'arrêt.

Aucune indication d'oscillations de neutrinos n'a été observée par les expériences sur réacteurs.

L'expérience qui donne aujourd'hui les limites les plus basses sur l'amplitude de mélange est celle du Bugey [81] (voir figure 1.11). Le flux de neutrinos y a été mesuré à trois distances différentes : 15m, 40m et 95m.

Les plus fortes limitations sur des différences de masses au carré ont été obtenues par l'expérience CHOOZ [57], qui a installé son détecteur à  $\sim 1$  km de deux réacteurs, dans les Ardennes françaises (c'est la première expérience de ce type située à telle distance du réacteur). A cette distance elle était sensible aux  $\Delta m^2$  qui sont privilégiés par l'interprétation du déficit des neutrinos atmosphériques en termes d'oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ .

Le détecteur était un détecteur homogène contenant du liquide scintillant dopé au Gadolinium. La cible faisait près de 5 tonnes et était entourée d'un veto actif de 90 tonnes. Il n'y avait qu'un détecteur et le flux de neutrinos a donc été modélisé à partir des expériences du Bugey [81], fonctionnant sur le même type de réacteur. Le bruit de fond a été mesuré réacteur à l'arrêt.

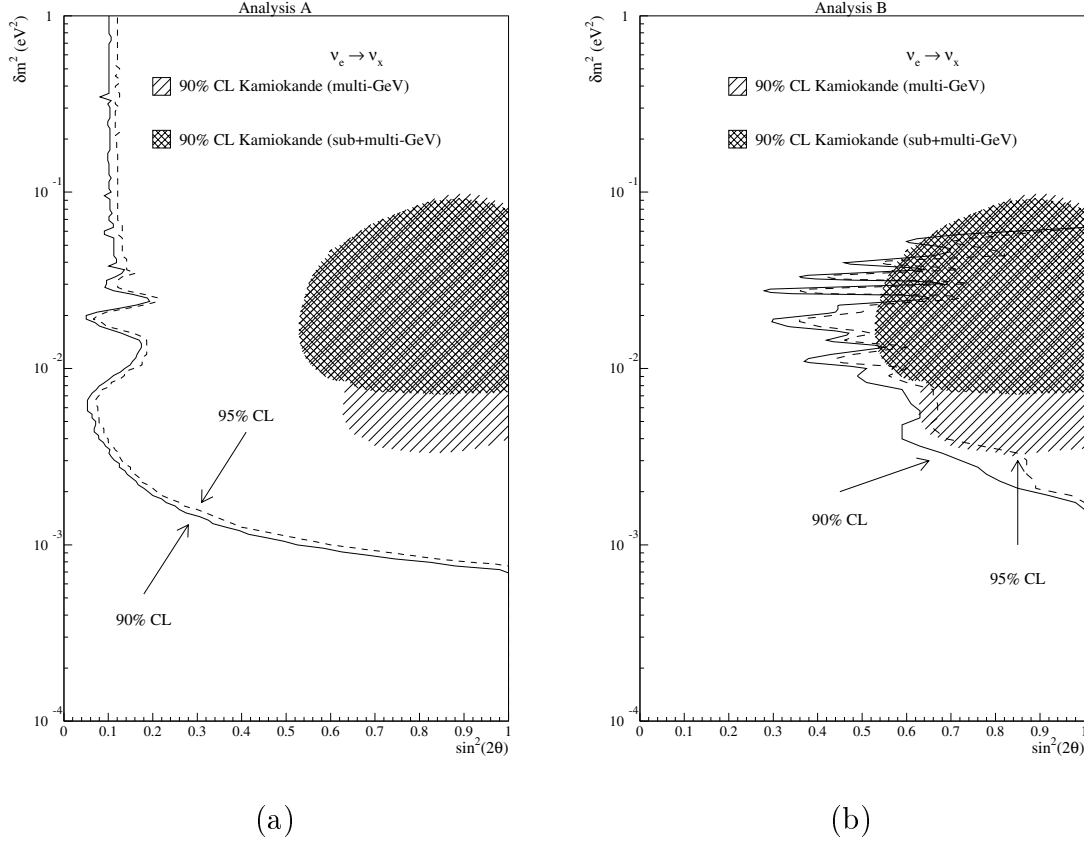
Aucune indication d'oscillations n'a été observée (avec un niveau de confiance de 90 %). La région suivante des paramètres d'oscillations :

$$\begin{aligned} \Delta m^2 &> 7 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2, \quad \sin^2 2\theta = 1, \\ \Delta m^2 &\gtrsim 1 \text{ eV}^2, \quad \sin^2 2\theta \simeq 0.1. \end{aligned} \tag{1.72}$$

a été exclue par l'analyse de disparition de  $\bar{\nu}_e$  (fig. 1.12(a)). Les résultats sur les neutrinos atmosphériques de Kamiokande ne peuvent donc pas d'interpréter comme une os-



cillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . Un autre analyse fondée sur la comparaison des spectres de positrons produits par les neutrinos provenant de deux réacteurs différents a considérablement limité la région de paramètres favorisée par Kamiokande (fig. 1.12(b)).

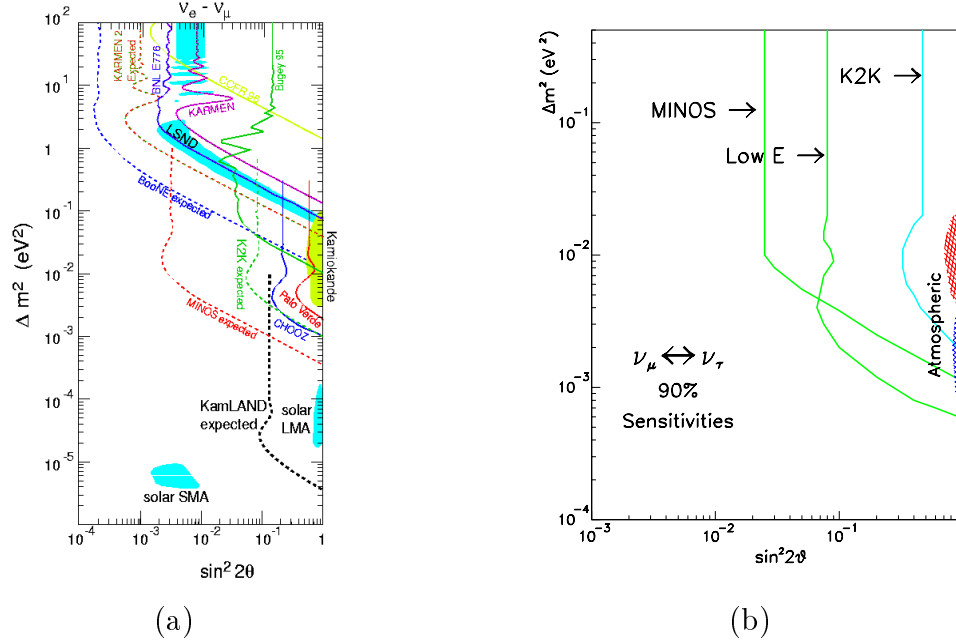


**Fig. 1.12:** Plots d'exclusion pour des paramètres d'oscillations obtenus par l'expérience CHOOZ par comparaison des flux mesuré et attendu d'antineutrinos électroniques (a) et du rapports de spectres des positrons provenant des deux réacteurs (b). La région des paramètres d'oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  favorisée par l'expérience Kamiokande [51] est aussi montrée.

#### 1.4.6 Les futurs projets

Aujourd'hui, il y a donc trois indications positives obtenues par des expériences d'oscillations sur les neutrinos atmosphériques et solaires et par l'expérience LSND. Les différents schémas d'oscillations ont été examinés. Les régions des paramètres d'os-

cillations définis par ces expériences sont différentes et incompatibles. Ces résultats nécessitent des vérifications additionnelles.



**Fig. 1.13:** (a) : Résultat des expériences actuelles et sensibilité des futurs projets (90% C.L.) de recherches d'oscillations  $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$  [87]. (b) : Sensibilités des expériences MINOS et K2K [88].

Plusieurs expériences<sup>6</sup> utilisant les sources terrestres de neutrinos sont planifiées (ou ont déjà commencé la prise de données) pour vérifier le signal de Kamiokande et Super-Kamiokande. L'augmentation de la distance détecteur-source et l'utilisation des neutrinos de basse énergie, rend ces expériences sensibles aux différences des masses privilégiées par les neutrinos atmosphériques (figure 1.13).

L'expérience K2K [90], qui a déjà commencé à prendre des données en Mars 1999, mesure la réduction du flux de neutrinos muoniques produits par l'accélérateur de KEK au niveau de détecteur Super-Kamiokande situé à 250 km. La méthode de disparition à deux détecteurs est utilisée par cette expérience, ainsi que d'ailleurs par l'expérience MINOS [91]. Le détecteur MINOS, qui sera installé dans la mine Soudan, devrait mesurer le flux de neutrinos muoniques provenant du FERMILAB (distance

<sup>6</sup>pour une revue des futurs projets de recherche des oscillations sur les accélérateurs et réacteurs aux grandes distances voir [89].

730 km). Plusieurs détecteurs, qui vont fonctionner bientôt au Laboratoire Souterrain du Grand Sasso, vont rechercher l'apparition des neutrinos tauiques dans le faisceau de  $\nu_\mu$  provenant du CERN (distance 732 km).

L'expérience KAMLAND [92] prendra des données en 2001 et mesurera le flux d'antineutrinos électroniques provenant principalement de cinq réacteurs nucléaires. La grande distance entre sources et détecteur (150-210 km) rend cette expérience sensible aux différences des masses au carré correspondant à la solution des grandes amplitudes de mélanges obtenue dans le cadre de l'effet MSW pour les neutrinos solaires.

La nouvelle expérience SNO [93] a commencé à prendre des données en 1999. Il s'agit d'un détecteur de lumière Cerenkov avec une cible constituée de 1000 tonnes d'eau lourde ( $D_2O$ ). Le flux de neutrinos solaires peut être détecté non seulement par la diffusion de neutrinos sur électrons mais aussi par des diffusions courant chargé (CC) et courant neutre (NC) :

$$\begin{aligned} \nu_e + d &\rightarrow p + p + e & (\text{CC}) \quad E_{\min} = 1.44 \text{ MeV} \\ \nu_\alpha + d &\rightarrow p + n + \nu_\alpha & (\text{NC}) \quad E_{\min} = 2.23 \text{ MeV} \end{aligned} \tag{1.73}$$

La réaction de diffusion CC permet de mesurer le spectre d'énergie des neutrinos provenant du Soleil et de le comparer avec la prédiction de SSM. La section efficace de l'interaction NC étant commune à tous types de neutrinos  $\alpha = (e, \mu, \tau)$ , les oscillations des  $\nu_e$  vers  $\nu_\mu$  ou  $\nu_\tau$  ne changent pas le nombre d'événements attendu. Cependant, ces oscillations réduisent le nombre d'événements CC. La mesure du rapport CC/NC permet donc de déterminer vers quel type de neutrinos (actifs ou stériles) oscillent les neutrinos solaires.

Une expérience au Grand Sasso (Borexino [94]) avec 100 tonnes de scintillateur liquide ultra-pur devrait pouvoir détecter la diffusion des  $\nu_e$  solaires sur les  $e^-$  à partir d'un seuil de 0.25 MeV.

Parmi les indications expérimentales d'oscillations, les résultats de LSND n'ont pas encore été confirmés par d'autres expériences. Ce sera peut être fait par l'expérience BooNE [95], dont la construction de la première phase - MiniBooNE a déjà été commencée au FERMILAB. Le détecteur, installé à 500 m de la source de neutrinos de

0.3-2 GeV, sera capable d'observer tant l'apparition  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  que la disparition de  $\nu_\mu$ . Si le résultat de LSND devait se confirmer, durant la première année de prise de données MiniBooNE devrait observer un excès d'environ 1500 événements détectés par la réaction (1.70). Dans ce cas, un deuxième détecteur serait installé pour préciser les paramètres d'oscillations.

## 1.5 Conclusion

Comme nous l'avons montré dans ce chapitre, la physique des neutrinos et en particulier la physique des neutrinos massifs, est une partie très intéressante de la physique des particules. Les indications pour le mélange des neutrinos et pour des masses différentes de zéro obtenues ces derniers temps conduisent les physiciens au développement de méthodes expérimentales pour la recherche d'oscillations. Le signal d'oscillations des neutrinos solaires ainsi que de neutrinos atmosphériques, sera bientôt vérifié par des expériences sur les sources terrestres.

L'expérience NOMAD décrite dans le chapitre suivant a été construite au CERN pour la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ . Cependant, les paramètres du flux de neutrinos, en particulier l'énergie moyenne de neutrinos muoniques et la petite contamination de  $\nu_e$  par rapport au flux de  $\nu_\mu$ , et la distance source-détecteur rendent l'expérience sensible à une partie des paramètres d'oscillations  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  déterminés par LSND qui correspond aux grands  $\Delta m^2$ . Si les oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  se produisent, elles pourraient être observées dans NOMAD par la modification du spectre d'énergie des neutrinos  $\nu_e$  par rapport au spectre attendu.



# Chapitre 2

## L'expérience NOMAD

### 2.1 Introduction

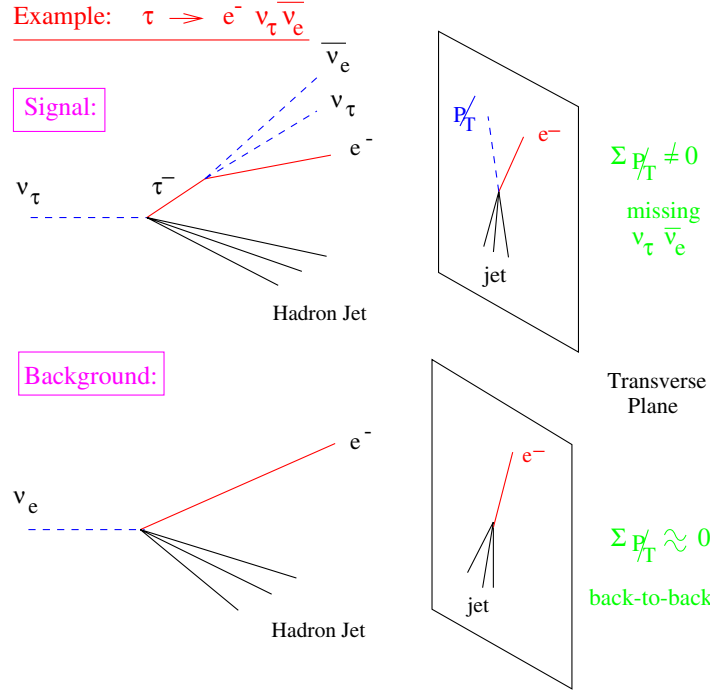
L'expérience NOMAD (Neutrino Oscillation in MAgnetic Detector, WA-96) [96] a été proposée dans le but de mettre en évidence l'apparition de  $\nu_\tau$  par oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  dans le faisceau de neutrinos du CERN qui contient principalement des neutrinos  $\nu_\mu$  avec une contamination en  $\nu_\tau$  négligeable ( $< 5 \times 10^{-6}$ ).

Les  $\nu_\tau$  qui ne peuvent donc provenir que d'oscillations, peuvent être détectés par leurs interactions par courant chargé dans le détecteur NOMAD et par la désintégration subséquente du  $\tau^-$  créé :

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X ; \tau^- \rightarrow \text{produits de désintégration} + \nu_\tau.$$

Le temps de vie du  $\tau$  ( $\tau_\tau = 290.0 \pm 1.2 \times 10^{-15}$  s), et l'énergie moyenne du faisceau de neutrino confèrent au  $\tau$  un libre parcours moyen  $\gamma c \tau_\tau$  d'environ 1 mm. L'expérience CHORUS [97], installée sur le même faisceau de neutrino que NOMAD, recherche des oscillations par observation directe du  $\tau$ , ou plutôt par l'observation du vertex primaire de l'interaction et du vertex secondaire provenant de la désintégration du  $\tau$ . Ceci n'est rendu possible que par la très bonne résolution spatiale (quelques microns) des émulsions photographiques qui constituent la cible de CHORUS.

L'expérience NOMAD, en revanche, n'est pas conçue autour d'un détecteur de très haute résolution spatiale et ne permet donc pas la détection directe du  $\tau$ .



**Fig. 2.1:** Comparaison des cinématiques de l'interaction  $\nu_\tau CC$  suivie de la désintégration  $\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ , et de l'interaction  $\nu_e CC$ .

La recherche des  $\nu_\tau$  dans NOMAD utilise un autre principe qui est basé sur une différenciation du signal et des bruits de fond par l'utilisation de critères cinématiques et topologiques<sup>1</sup>. La sélection du signal est notamment fondée sur la mesure de l'impulsion transverse manquante ( $\vec{p}_T^{miss}$ ) et sur les corrélations entre les valeurs absolues et les directions des impulsions transverses ( $\vec{p}_T^{miss}, \vec{p}_T^{lep}, \vec{p}_T^{had}$ ). La figure 2.1 montre le principe de la sélection des événements  $\nu_\tau^{CC}$  et  $\nu_e^{CC}$ .

Pour être sensible aux différents modes de désintégration du  $\tau^-$  et enregistrer ses désintégrations avec une bonne efficacité et un niveau de fond bas, le détecteur NOMAD doit satisfaire aux exigences suivantes :

- être aussi hermétique que possible ;
- assurer une haute précision dans la reconstruction des impulsions des particules chargées ;
- effectuer une identification très sélective des muons, des électrons et des photons.

<sup>1</sup>Cette méthode, avait été proposée il y a 20 ans [98], alors que les détecteurs ne présentaient pas encore les performances requises.

Enfin, il faut souligner que la densité de la cible de NOMAD, proche de la densité d'une chambre à bulles, permet l'étude de tous les processus de la physique du neutrino avec une bonne qualité d'identification et une bonne précision de mesure des paramètres des traces des particules, y compris dans les canaux électroniques.

NOMAD permet donc de rechercher le  $\tau^-$  dans les canaux de désintégration suivants : les deux modes leptoniques -  $e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ ,  $\mu^- \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$ , et les trois modes hadroniques -  $\pi^- \nu_\tau$ ,  $\rho^- \nu_\tau$ ,  $\pi^- \pi^- \pi^+ n \pi^0 (n \geq 0) \nu_\tau$  qui représentent environ 86 % du rapport d'embranchement du  $\tau^-$ . La possibilité d'enregistrer les modes leptoniques et hadroniques de désintégration du  $\tau^-$  est d'autant plus avantageuse qu'elle permet un recoupement des résultats de l'analyse dans la mesure où les fonds dans ces deux canaux ont des origines très différentes.

La région de sensibilité de NOMAD est fixée par les deux paramètres : la distance moyenne point de production des neutrinos-détecteur NOMAD ( $\bar{L} \simeq 620$  m) et l'énergie moyenne du faisceau de neutrinos muoniques ( $\bar{E}_{\nu_\mu} \simeq 24$  GeV). NOMAD est ainsi sensible à des différences de masses au carré  $\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2/c^4$ , dans la région de sensibilité maximale ( $\Delta m^2 \geq 40 \text{ eV}^2/c^4$ ), NOMAD peut atteindre  $\sin^2 2\theta < 3.8 \times 10^{-4}$ .

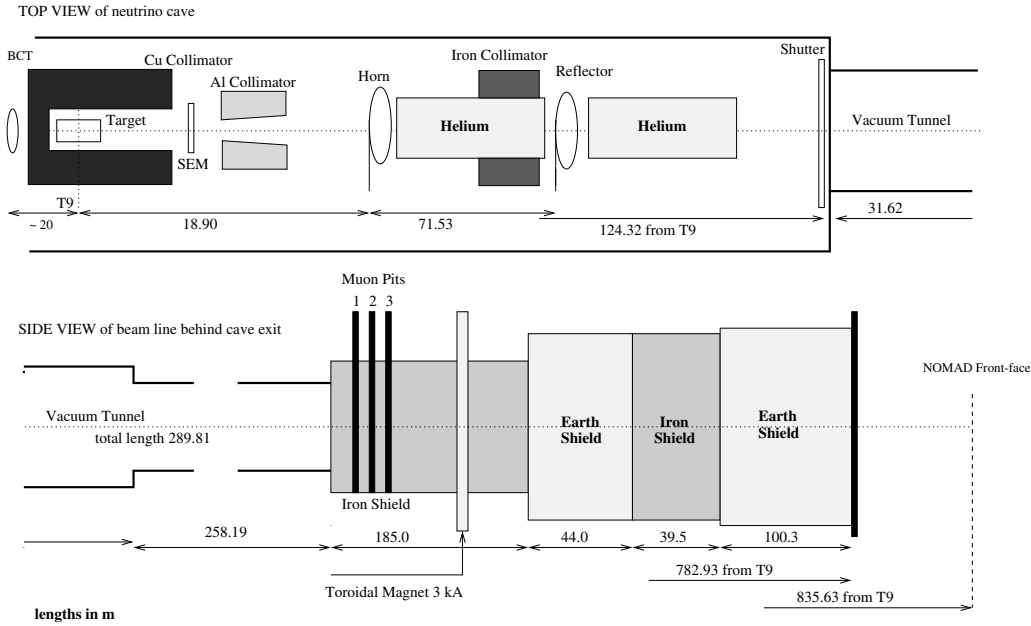
## 2.2 Le faisceau de neutrinos

Le détecteur NOMAD se trouve dans le hall BEBC du CERN et dans le faisceau à large bande de neutrinos. Cette ligne de faisceau (figure 2.2) construite il y a 20 ans a été réoptimisée en 1992 et 1993 [99, 100] pour les expériences NOMAD et CHORUS [97]. Les neutrinos sont créés dans les désintégrations (en vol) des mésons  $\pi$  et  $K$  provenant des collisions des protons du SPS ( $E_p = 450$  GeV) sur une cible de béryllium. Au cours du cycle du SPS (de période 14.4 s) les protons sont extraits en deux long paquets de 4 ms séparés de 2.6 s de "flat-top". Le faisceau de protons a un profil approximativement Gaussien de  $\sigma_T \sim 5$  mm au niveau de la cible. L'intensité moyenne du faisceau primaire est  $\sim 1.5 \times 10^{13}$  protons sur la cible ou p.o.t's<sup>2</sup> par paquet. Le transformateur de courant ("BCT" sur la figure 2.2) disposé devant la

---

<sup>2</sup>Un p.o.t est un "proton on target"





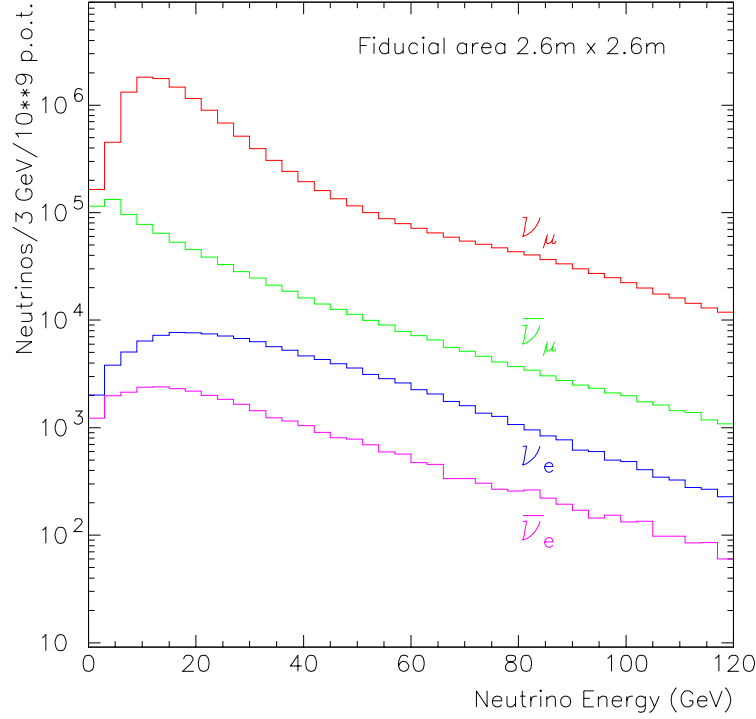
**Fig. 2.2:** Schéma de la ligne du faisceau du hall Ouest du CERN.

cible mesure le flux de protons entrant tandis que des chambres à émission secondaire ("SEM" sur la figure 2.2) mesurent le flux total de particules secondaires avant et après la cible. La cible elle-même est constituée de 11 cylindres de 3 mm de diamètre et de 10 cm de long, séparés les uns des autres de 9 cm.

Les pions et kaons secondaires sont focalisés par deux lentilles magnétiques coaxiales - la corne et le réflecteur. Ce système permet de focaliser les particules chargées d'un signe donné et de défocaliser les autres.

L'absorption des particules secondaires après la cible est minimisée par l'utilisation de 60 m de tubes d'hélium de 80 cm de diamètre entre corne et réflecteur d'une part et entre réflecteur et tunnel de désintégration d'autre part. Les désintégrations des mésons se déroulent dans le tunnel de désintégration dont la longueur est 290 m. Ensuite, un blindage constitué de fer et de terre absorbe les hadrons et les muons pour ne laisser sortir que les neutrinos.

Le flux de muons est mesuré par des détecteurs silicium ("muon pits" sur la figure 2.2) [101] en plusieurs points du blindage. Les détecteurs NOMAD et CHORUS sont situés respectivement à 835 et 823 m de la cible primaire. La distance moyenne entre le point de désintégration du méson et NOMAD est de 620 m.



**Fig. 2.3:** Spectre d'énergie des neutrinos dans NOMAD. Cette distribution a été calculée (pour la surface fiducielle  $2.6 \times 2.6 \text{ m}^2$  et pour  $10^9$  p.o.t's).

Les distributions en énergie (figure 2.3) et en position radiale au niveau du détecteur NOMAD ont été simulées par GEANT [102]. Les paramètres correspondant aux flux des différents types de neutrinos sont présentés dans le tableau 2.1.

La précision sur la connaissance de ces flux est limitée par les incertitudes affectant la production et les réinteractions des  $\pi$  et  $K$  produits dans la cible. Les mesures de la collaboration SPY [103, 104] concernant la production de  $\pi$  et de  $K$  dans la cible de béryllium ont permis de réduire ces incertitudes. Ce problème, qui est essentiel pour l'analyse des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , sera abordé de façon plus précise au chapitre 5.

Enfin, la composante en  $\nu_\tau$  du faisceau provient des interactions suivantes :

$$\begin{aligned}
 p + N &\rightarrow D_s^\pm + X \\
 &\hookrightarrow \tau^\pm + \overset{(-)}{\nu}_\tau \\
 &\hookrightarrow \overset{(-)}{\nu}_\tau + X
 \end{aligned}$$

Le nombre attendu de  $\nu_\tau$  produits dans ces réactions et qui peuvent être enregistrés dans le volume fiduciel de NOMAD par interaction CC a été évalué à  $(4 - 5) \times 10^{-6}$  du nombre d'événements  $\nu_\mu$  CC. Après coupures ce signal se réduit à moins d'un événement pour toute la durée de l'expérience NOMAD.

	$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)	Flux relatif	$\#(\nu \text{ CC})$
$\nu_\mu$	23.6	1.00	$1.15 \times 10^6$
$\bar{\nu}_\mu$	22.7	0.07	$0.39 \times 10^5$
$\nu_e$	37.0	$10^{-2}$	$0.17 \times 10^5$
$\bar{\nu}_e$	33.2	$3 \times 10^{-3}$	$0.22 \times 10^4$

**Tab. 2.1:** Flux de neutrinos dans NOMAD (prédictions Monte Carlo, pour une surface fiducielle de  $2.6 \times 2.6 \text{ m}^2$  et  $2.4 \times 10^9$  p.o.t's.

## 2.3 Le détecteur NOMAD

Le détecteur NOMAD [105] doit donc détecter et identifier les particules chargées et neutres produites dans les interactions de neutrinos. Sa structure en sous-détecteurs est décrite schématiquement sur les figures 2.4 et 2.5. Une partie du détecteur constitue une cible active qui comprend un ensemble de chambres à dérive de masse totale effective 2.7 t de faible densité moyenne ( $98.6 \text{ kg /m}^3$ ) Le choix d'une telle cible résulte d'un compromis entre la nécessité de disposer d'une masse élevée pour obtenir un nombre d'interactions de neutrinos important et une bonne "transparence" pour que la diffusion multiple dégrade le moins possible la mesure de l'impulsion. Ce compromis a été réalisé grâce au choix de matériaux de faible Z.

Cette cible et une partie des autres détecteurs sont disposés à l'intérieur de la culasse de l'aimant qui offre un volume de  $7.5 \times 3.5 \times 3.5 \text{ m}^3$ . Le champ magnétique est un champ dipolaire horizontal de 0.4 T, perpendiculaire à la direction du faisceau de neutrinos. Il permet la mesure des impulsions des particules chargées par la courbure de leurs trajectoires.

Le détecteur comprend par ailleurs un détecteur à rayonnement de transition pour l'identification des électrons, un ensemble calorimétrique comprenant un détecteur de pied de gerbe, un calorimètre électromagnétique et un calorimètre hadronique. Cet

ensemble est complété par un système des chambres à muons situé à l'extérieur du volume magnétique.

La figure 2.4 définit les deux systèmes de coordonnées de NOMAD :

- Le référentiel du laboratoire (OXYZ) :

L'axe Z est dans l'axe du détecteur, dans la direction générale du faisceau, l'axe X lui est perpendiculaire horizontalement et l'axe Y est dirigé vers le sommet du détecteur.

- Le référentiel des neutrinos (OX'Y'Z') :

La direction moyenne du faisceau du neutrino est contenue dans le plan vertical YZ, et présente un angle d'inclinaison  $\theta$  de  $42.5278 \text{ mrad}$  (ou  $2^{\circ}26'12''$ ) par rapport à l'horizontale. Par rapport au référentiel du laboratoire, les axes OY' et OZ' sont donc tournés d'un angle  $\theta$  autour de l'axe OX qui est confondu avec OX' pour que l'axe OZ' soit parallèle à la direction du faisceau.

### 2.3.1 Le système du veto

Les compteurs veto [106] assurent le rejet des particules chargées produites lors d'interactions de neutrinos en amont ou dans le support métallique du détecteur, et des rayons cosmiques incidents à grands angles. Cependant, la structure du support du détecteur, n'a pas permis de placer des scintillateurs couvrant la totalité de la surface de la cible. Une petite fraction des interactions qui se produisent dans la région centrale du fer ou avant la bobine de l'aimant ne peut être rejetée que par le programme de reconstruction.

Le système de veto comprend 59 compteurs à scintillation disposés devant le détecteur NOMAD et couvre une surface totale de  $5 \times 5 m^2$ . Ces scintillateurs ont une épaisseur de  $2 \text{ cm}$ , une largeur  $21 \text{ cm}$ , et des longueur de  $300$  et  $210 \text{ cm}$ . Tous les compteurs (56), (sauf 3) sont lus à leurs deux extrémités par des photomultiplicateurs.

L'efficacité de rejet des particules chargées par le veto est contrôlée constamment et reste stable au niveau de 96-97 %.

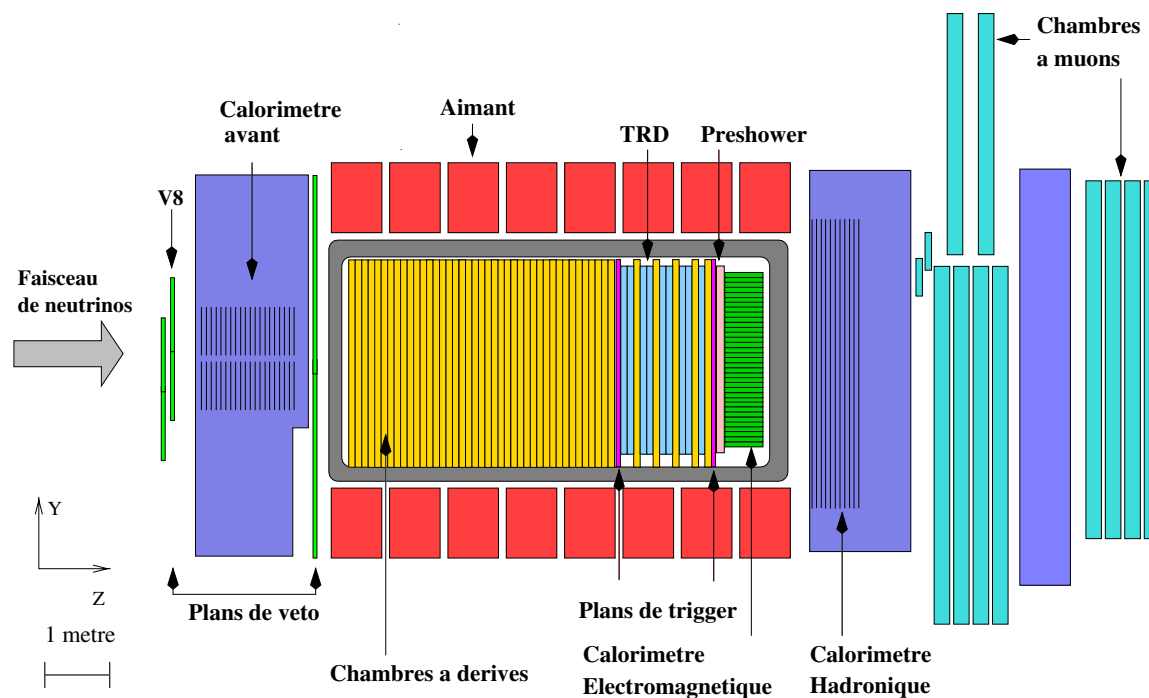


Fig. 2.4: Vue transversale du détecteur de NOMAD

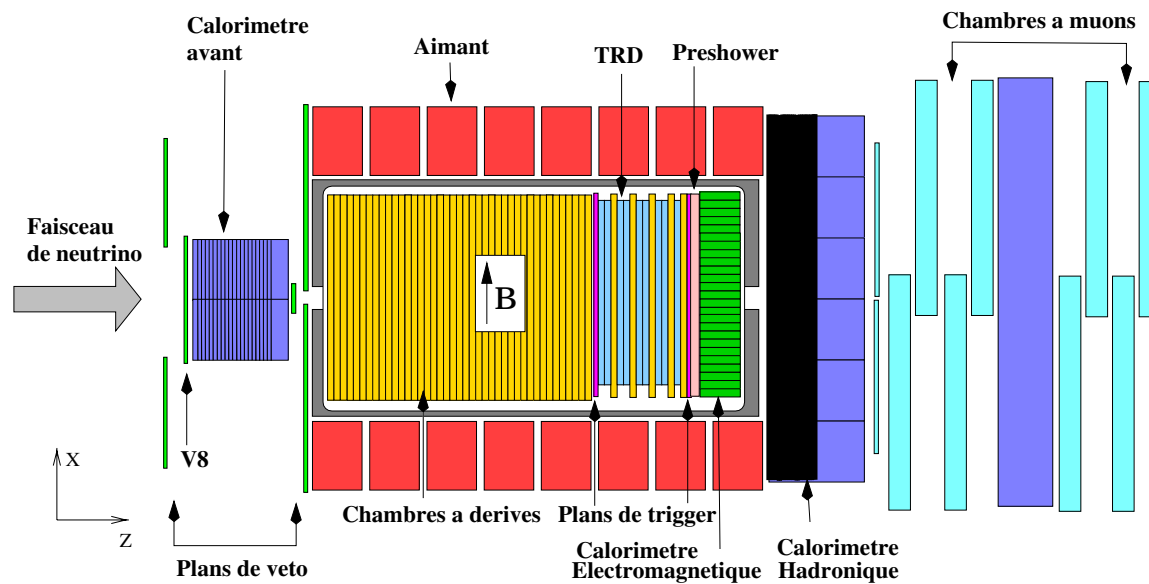
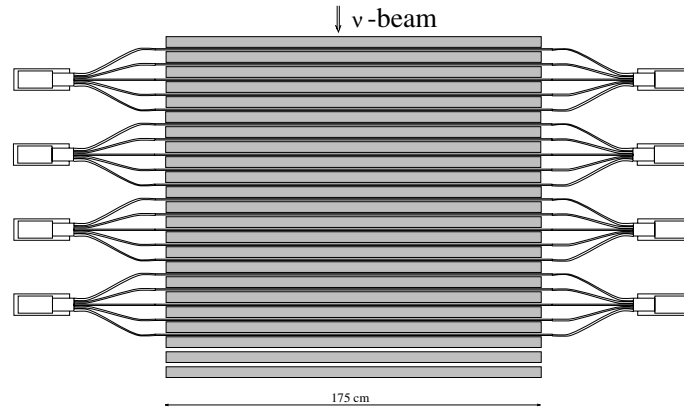


Fig. 2.5: Vue de dessus du détecteur de NOMAD



**Fig. 2.6:** Vue de dessus du FCAL

### 2.3.2 Le Calorimètre avant (FCAL)

Le détecteur de NOMAD est soutenu par deux poteaux de fer, les "I" situés aux deux extrémités de l'aimant. Le support antérieur a été instrumenté pour constituer une cible active supplémentaire en amont du détecteur. Les sujets de physique abordés à travers les événements enregistrés par ce calorimètre (FCAL - "Forward Calorimeter") comprennent la physique multimuonique et les études d'objets neutres lourds produits dans les interactions de neutrinos.

Le FCAL est constitué de 23 plaques de fer de  $4.9\text{ cm}$  d'épaisseur, séparées par des intervalles de  $1.8\text{ cm}$ . Dans vingt des 22 intervalles sont disposés des scintillateurs lus aux deux extrémités par des photomultiplicateurs de 3 pouces. La dimension des scintillateurs est  $175\text{ cm} \times 18.5\text{ cm} \times 0.6\text{ cm}$ . Le nombre de canaux électroniques a été réduit en groupant les scintillateurs cinq par cinq au moyen de guides qui assurent la collection de lumière. Le détecteur a une profondeur d'environ 5 longueurs d'interaction nucléaire et une masse totale d'à peu près 17.7 tonnes. La surface du FCAL vue par le faisceau de neutrinos est  $175\text{ cm} \times 190\text{ cm}$  (voir figure 2.6).

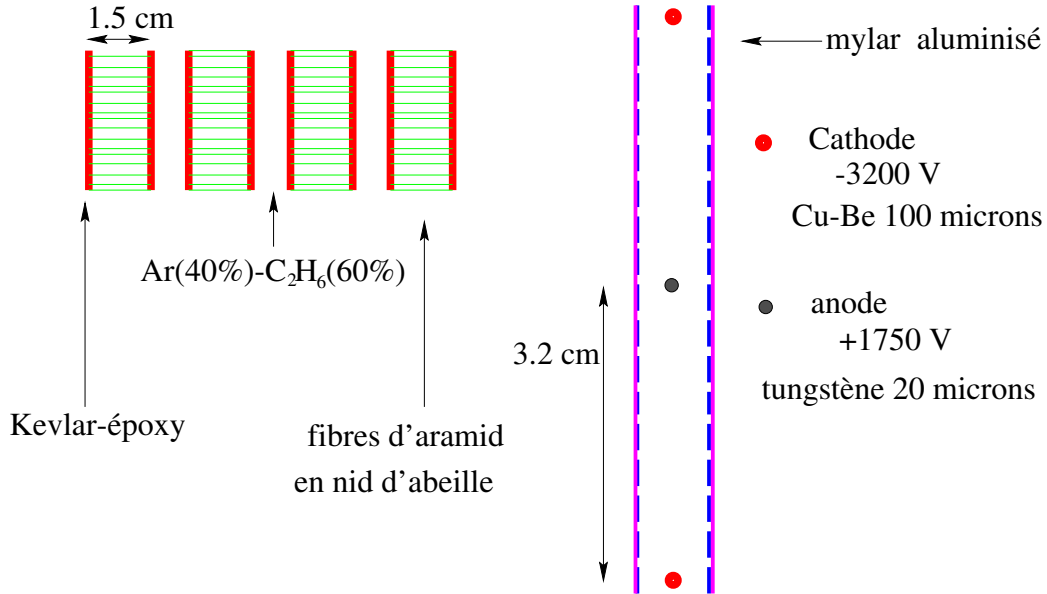
### 2.3.3 Les chambres à dérive

Les chambre à dérive (Drift Chambers - DC), à la fois cible pour les interactions des neutrinos et détecteur de traces, constituent la partie principale du détecteur NOMAD. Elles représentent une masse suffisante pour permettre l'obtention d'une

statistique élevée, et un nombre de longueurs de radiation faible pour ne pas perturber les trajectoires secondaires (par diffusion multiples, interactions hadroniques, conversion de photons, etc.). Deux plans de mesure successifs des chambres à dérive sont séparés par moins de 1 % de longueur de radiation. Ce résultat a été obtenu en utilisant des matériaux de basse densité et de faible numéro atomique.

Les chambres (voir figure 2.7) sont réalisées à partir de panneaux formés de couches de résine époxy à structure alvéolaire, ce qui assure la rigidité mécanique nécessaire compte tenu des grandes dimensions des DC ( $3 \times 3 \text{ m}^2$ ).

Entre deux panneaux, séparés par un intervalle de 8 mm, circule un mélange argon-éthane (40 %-60 %) à la pression atmosphérique. Les trois espaces de dérive



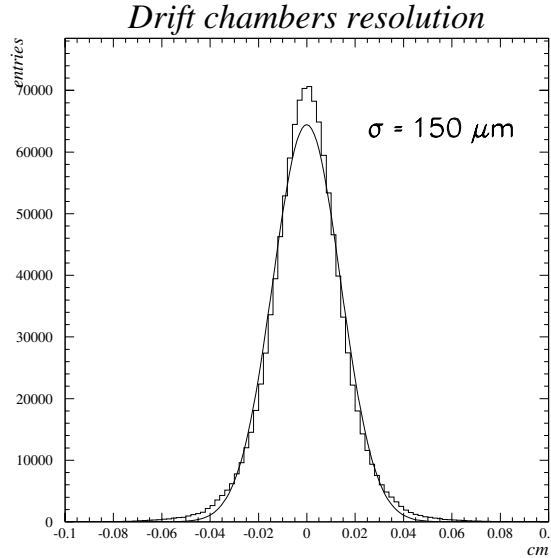
**Fig. 2.7:** Structure d'une chambre à dérive du détecteur NOMAD. A droite, schéma d'une cellule de dérive.

sont équipés de fils faisant respectivement des angles de +5, 0 et -5 degrés par rapport à la direction du champ magnétique. Les fils de champ (100  $\mu\text{m}$ ), sont faits d'alliage cuivre-beryllium, les fils de détection (20  $\mu\text{m}$ ), sont en tungstène doré. L'espace de dérive est de  $\pm 3.2 \text{ cm}$ . Le champ de dérive de 1 kV/cm correspond à une vitesse de dérive  $\sim 50 \text{ mm}/\mu\text{s}$ .

La dimension transverse des chambres est approximativement de  $3 \times 3 \text{ m}^2$  et remplit

entièrement l'espace utile à l'intérieur de l'aimant. Le nombre total de chambres dans le détecteur est de 49 (44 dans la cible et 5 dans le système d'identification des particules) soit 147 plans comprenant  $\sim 6500$  fils. Les chambres se trouvant dans la partie cible du détecteur, sont assemblées en 11 modules (de quatre chambres chacun). Les cinq chambres supplémentaires sont intercalées individuellement dans le détecteur à rayonnement de transition (TRD). Elles assurent ainsi une bonne reconstruction des traces dans le TRD et au niveau du calorimètre électromagnétique (ECAL). Elles introduisent moins de 2 % de longueur de radiation entre deux modules du TRD.

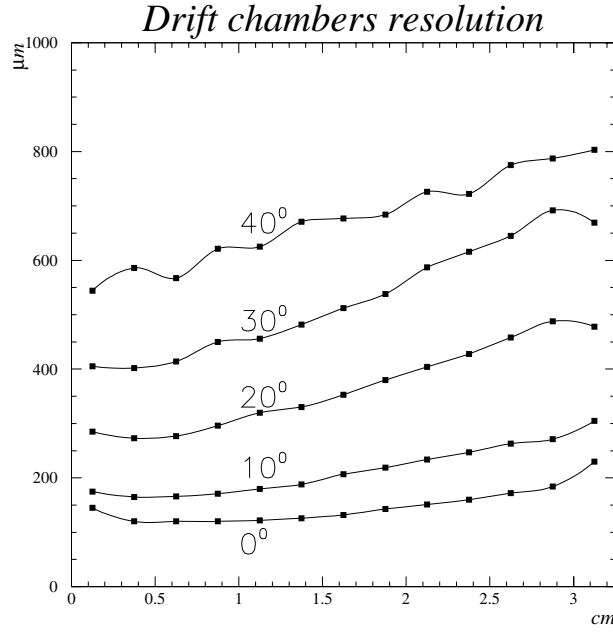
La masse effective du système de chambres à dérives, qui couvre un domaine utile  $2.6 \times 2.6 \times 4 \text{ m}^3$ , est de 2.7 t. Comme montré en [107], la partie de la cible de NOMAD est pratiquement isoscalaire, avec  $N_{\text{proton}} : N_{\text{neutron}} = 52.4\% : 47.6\%$ . L'efficacité de détection est de 0.97.



**Fig. 2.8:** Distance entre traces reconstruite et mesurée dans les chambres à dérives.

La distribution des écarts résiduels, après calibration (réalignement des fils et ajustement de la relation temps - distance) est représentée figure 2.8 et montre une résolution spatiale de  $\sim 150 \mu\text{m}$ . Les dépendances de cette résolution en fonction de la distance de dérives et de l'angle d'incidence sont montrées sur la figure 2.9. Les efficacités obtenues en fonction de l'angle et de la position de la trace dans l'espace





**Fig. 2.9:** Résolution des chambres à dérive en fonction de la distance de dérive et de l'angle d'incidence.

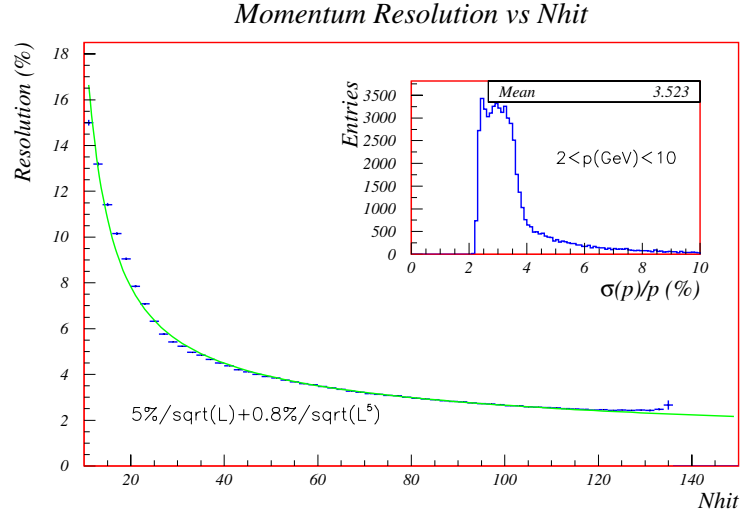
de dérive ont été soigneusement étudiées en grâce aux muons du halo [108].

La précision de reconstruction de l'impulsion par les chambres à dérive est fonction de l'impulsion elle-même et de la longueur de la trace. Pour des hadrons chargés et des muons, traversant le détecteur perpendiculairement au plan des chambres, la résolution en impulsion peut être paramétrée par :

$$\frac{\sigma_p}{p} \approx \frac{0.05}{\sqrt{L}} \oplus \frac{0.008}{\sqrt{L^5}} \times p$$

où  $p$  est l'impulsion de la trace en GeV/c et  $L$  est sa longueur en  $m$ . Le premier terme est dû à la diffusion multiple, le deuxième à la résolution spatiale intrinsèque des chambres. Pour une trace d'impulsion 10 GeV/c, l'effet de la diffusion multiple domine si la longueur de la trace excède 1.3  $m$ . La figure 2.10 montre la précision sur l'impulsion en fonction de la longueur de trace, pour des données réelles. Dans le domaine d'impulsion qui nous intéresse ( $2 < p \text{ (GeV/c)} < 10$ ) cette résolution atteint 3.5 %.

Dans le cas des électrons, le rayonnement de freinage peut amener des changements brutaux dans la courbure de la trajectoire au point d'émission du photon. La



**Fig. 2.10:** Résolution en impulsion en fonction du nombre de points de la trace.

résolution se détériore, et on utilise pour la mesure de  $p$  un algorithme combinant l'information des chambres à dérive et les mesures du calorimètre électromagnétique.

### 2.3.4 Le Détecteur à Rayonnement de Transition

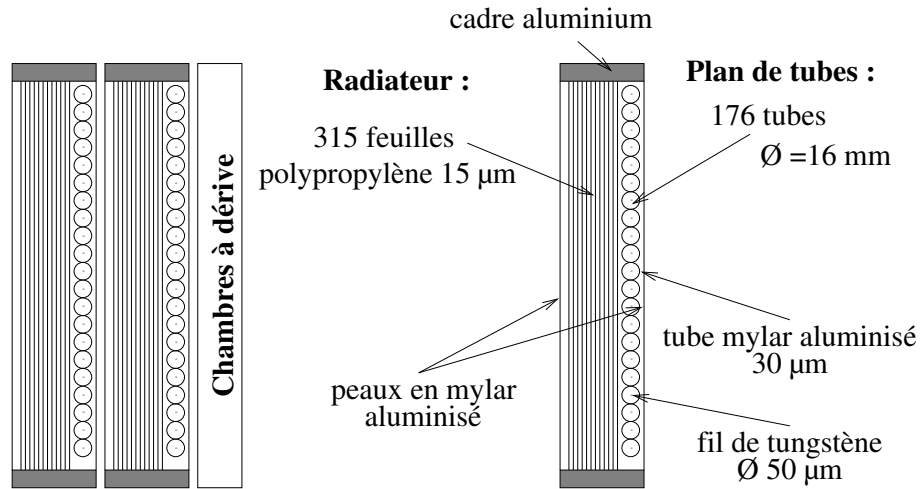
Le détecteur à rayonnement de transition (Transition Radiation Detector - TRD) [109, 110] a été construit pour répondre à la demande d'un très bon facteur de rejet électrons-hadrons (meilleur que  $10^3$  pour une efficacité d'identification des électrons de 90 %). Ce détecteur est situé après le premier plan de déclenchement. Chacun de ses 9 modules comprend un radiateur et un plan de détection. Les premiers 8 modules du TRD sont associés en 4 doublets (voir schéma NOMAD 2.4 et 2.5). Les cinq chambres à dérive qui se placent dans la région du TRD se situent après chaque doublet et après le dernier module TRD.

La configuration du TRD a été optimisée, en tenant compte de deux contraintes principales : l'espace longitudinal limité et la nécessité de limiter la quantité de matière entre deux chambres à dérive à 2 % de longueur de radiation<sup>3</sup>.

Constitution d'un module de TRD (voir figure 2.11) :

---

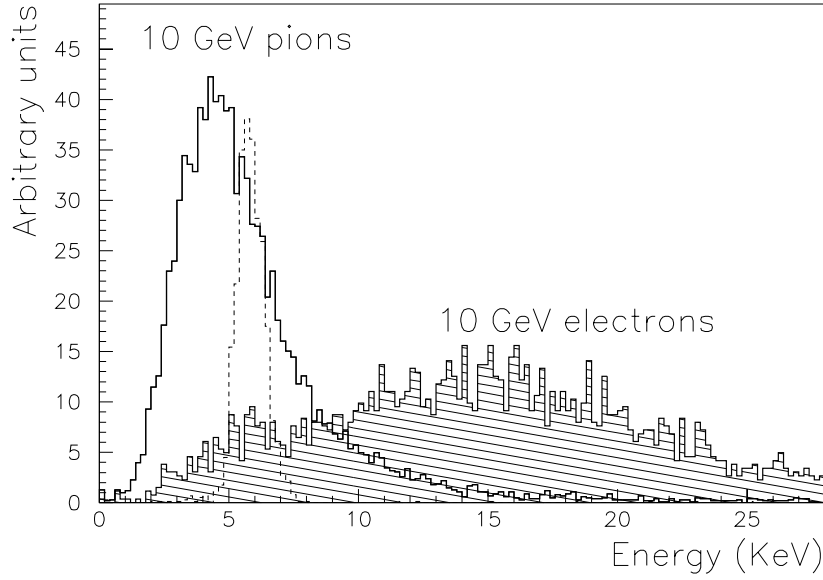
<sup>3</sup>soit  $< 1 \% X_0$  pour un plan du TRD.



**Fig. 2.11:** Vue schématique d'un module de TRD.

- le radiateur est constitué de 315 feuilles de polypropylène d'épaisseur  $15\ \mu\text{m}$  et de  $3 \times 3\ \text{m}^2$ , séparées par des intervalles d'air de  $250\ \mu\text{m}$ . Ces feuilles sont tendues sur une cadre d'aluminium. Elles ont été déformées localement (bulles de  $250\ \mu\text{m}$ ) pour garantir une uniformité des intervalles, malgré la grande dimension des feuilles et les effets électrostatiques.
- le plan de détection comprend 176 pailles verticales de 3 m de long et 16 mm de diamètre séparées de 0.2 mm. Les tubes sont remplis d'un mélange gazeux xénon-méthane (80 %-20 %). Ils sont constitués de deux rubans de mylar aluminisé de  $12.5\ \mu\text{m}$  d'épaisseur ( $115\ \text{nm}$  d'aluminium), décalés et collés en spirale pour former une paille de 16 mm de diamètre. L'anode est un fil de tungstène doré de  $50\ \mu\text{m}$  de diamètre, tendu à 100 g. Pour protéger le mélange gazeux contre la vapeur d'eau et l'oxygène, chaque module de TRD est enfermé entre deux "peaux" en mylar aluminisé entre lesquelles circule un flux d'azote sec.

Le signal du TRD est calibré en continu par une source faiblement radioactive de  $^{55}\text{Fe}$  ( $E_\gamma = 5.89\ \text{keV}$ ), placée suivant une bande horizontale au milieu de chaque plan de détection. Un système de déclenchement spécifique est utilisé entre les cycles de neutrinos, pour la calibration. La réponse du TRD à la source de  $^{55}\text{Fe}$  reflète tous les changements des conditions expérimentales (haute tension, température, pression, composition du mélange gazeux, etc.), et assure de ce fait le contrôle effectif et la



**Fig. 2.12:** Réponse d'un module du TRD à des électrons et des pions de 10 GeV/c (faisceau test). La ligne pointillée correspond au signal de la source de  $^{55}\text{Fe}$  (5.89 keV).

calibration absolue du détecteur.

L'identification des électrons par le TRD est fondée sur la différence du signal enregistré par les pailles pour des particules ayant des facteurs de Lorentz  $\gamma = E/m$  différents. Les particules chargées de  $\gamma < 500$  déposent de l'énergie dans le mélange gazeux de xénon-méthane principalement par ionisation, tandis que les particules ultra-relativistes chargées ( $\gamma > 500$ ), particulièrement les électrons dans le détecteur NOMAD, produiront en plus un rayonnement de transition dans le radiateur [111, 112]. Plusieurs photons y seront émis dans la région d'énergie de quelques keV - ( $\langle N_\gamma \rangle \sim 3$  avec  $\langle E \rangle \sim 14$  keV pour un électron de 10 GeV/c). Cet effet est illustré sur la figure 2.12 pour des électrons et des pions de 10 GeV/c provenant d'un faisceau test. Grâce au xénon, qui possède une grande section efficace de photoabsorption dans le domaine de quelques keV, près de 60 % de tous les photons produits dans le radiateur, sont absorbés dans les plans de détection. Leur énergie s'ajoute à l'énergie d'ionisation déposée (dans le même tube) par la particule chargée incidente puisque la direction d'émission coïncide pratiquement avec sa direction (l'angle moyen étant

de l'ordre de  $1/\gamma$ ).

Un niveau de rejet des pions, de l'ordre de 1000, est atteint par les 9 modules du TRD avec une efficacité d'identification des électrons de 90 % [113].

### 2.3.5 Les plans de déclenchement

Deux plans de déclenchement [106] sélectionnent les interactions de neutrinos dans le volume fiduciel. Le premier plan ( $T_1$ ) suit la cible active, le deuxième ( $T_2$ ) est disposé après le TRD. Les deux plans couvrent une surface de  $280 \text{ cm} \times 286 \text{ cm}$  et comprennent 32 scintillateurs lus par les photomultiplicateurs. Les scintillateurs ont une épaisseur de 0.5 cm et une largeur de 19.9 cm. Vingt huit compteurs sont placés horizontalement, ils ont une longueur de 124 cm. Afin d'améliorer l'efficacité de déclenchement, quatre compteurs de longueur 130 cm placés verticalement recouvrent le système de compteurs horizontaux.

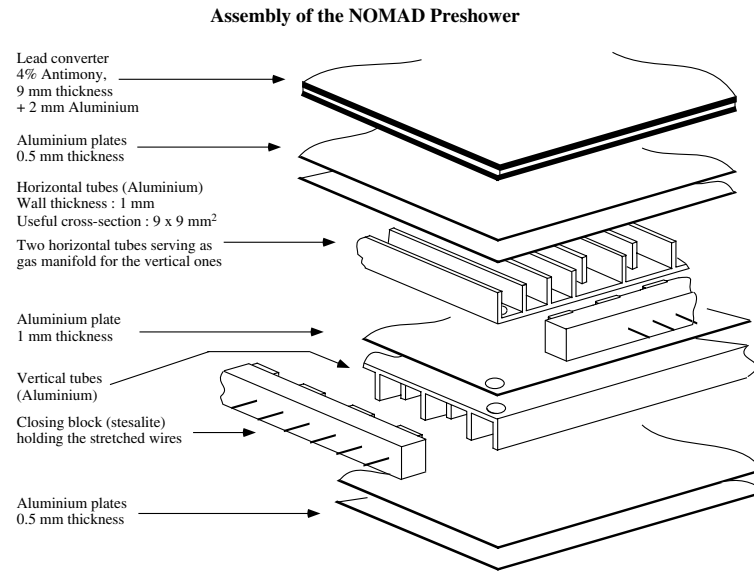
Les scintillateurs orientés parallèlement au champ magnétique sont lus par des photomultiplicateurs (avec une résolution temporelle de 1 ns). Ce champ diminue le gain de ces photomultiplicateurs de seulement 30 %.

La coïncidence des signaux des deux plans produit un déclenchement. L'efficacité moyenne de déclenchement mesurée sur les données expérimentales [114, 106] est de  $(97.5 \pm 0.1) \%$ .

### 2.3.6 Le Détecteur de Pied de Gerbes

Le Détecteur de Pied de Gerbes (PRS - "preshower" en anglais) disposé devant le calorimètre électromagnétique, est fait de deux plans de tubes proportionnels (286 horizontaux et 288 verticaux) devant lesquels se trouve un convertisseur de 9 mm de plomb-antimoine (96 %-4 %) représentant  $1.6 X_0$  (voir figure 2.13).

Les tubes proportionnels sont constitués de profilés d'aluminium, collés contre deux plaques d'aluminium d'épaisseur 0.5 mm. Les tubes sont de section carrée ( $9 \times 9 \text{ mm}^2$ ) l'épaisseur de leur paroi est de 1 mm. L'anode est constituée d'un fil de tungstène doré de 30  $\mu\text{m}$  tendue à 50 g supportée en son milieu par des entretoises. Les tubes proportionnels travaillent à 1500 V dans un mélange Ar : CO<sub>2</sub> (80 % :20 %).



**Fig. 2.13:** Vue détaillée du Détecteur de Pied de Gerbes.

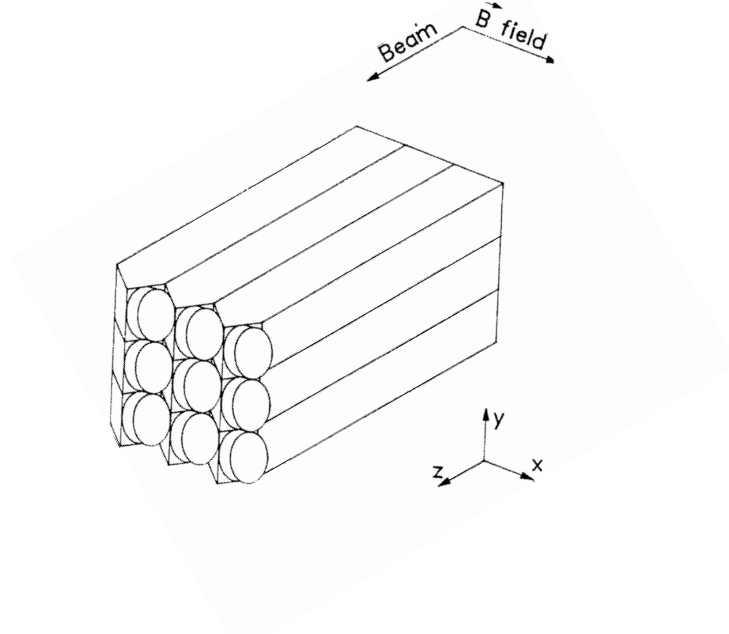
La granularité du preshower a été optimisée pour améliorer la reconnaissance des particules électromagnétiques et permettre la séparation de signaux provenant de gerbes adjacentes.

### 2.3.7 Le Calorimètre Electromagnétique

Comme indiqué précédemment, l'analyse de NOMAD repose sur une bonne identification des électrons et sur une mesure précise de l'impulsion transverse manquante de l'événement. Les performances du TRD, qui apportent un facteur de rejet de 1000 pour les pions par rapport aux électrons, bien que très élevée dans l'absolu, est insuffisante : un facteur supplémentaire supérieur à 100 [115] est fourni par le calorimètre électromagnétique (ECAL) et le preshower.

Par ailleurs, une bonne résolution en énergie est requise du ECAL qui mesure l'énergie des électrons et permet d'accéder à la composante neutre de l'impulsion transverse. Enfin, pour détecter des gerbes électromagnétiques produites par des photons ou des électrons ayant une énergie allant de 100 MeV à 100 GeV, le ECAL doit posséder une grande dynamique. C'est un détecteur au verre au plomb qui a été choisi.

La présence du champ magnétique a exigé une géométrie spéciale pour les cel-



**Fig. 2.14:** Vue schématique d'un ensemble de blocs de verre au plomb du ECAL.

lules du calorimètre (la description détaillée du ECAL peut être trouvée en [116]). L'ECAL est composé de 875 blocs de verre au plomb de 19 longueurs de radiation, de section rectangulaire de  $79 \times 112 \text{ mm}^2$ . La direction du champ magnétique (perpendiculaire à l'axe principal des blocs) a imposé que le système de collection de la lumière Čerenkov produite dans le verre au plomb, constitué de tétrodes, soit incliné de  $45^\circ$  (voir figure 2.14).

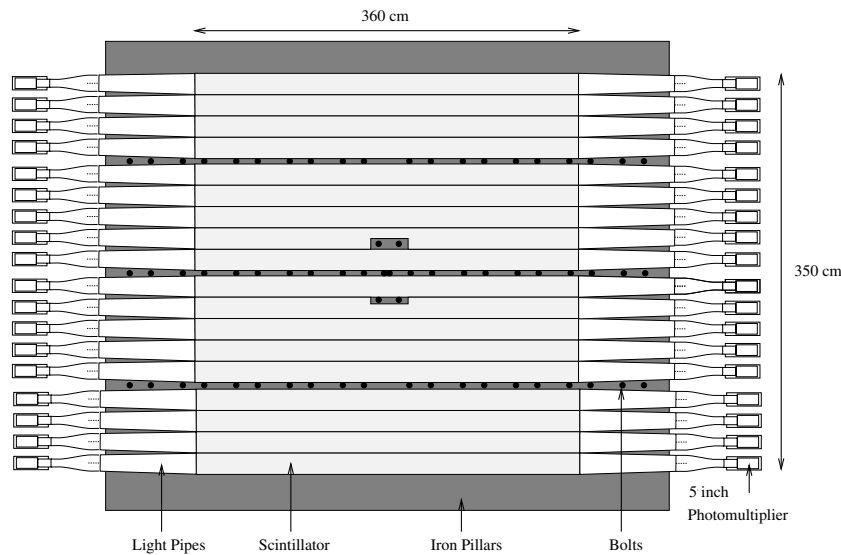
La chaîne électronique basée sur un amplificateur de charge et un ADC “pic sensing” de 12 bits, assure une réponse du calorimètre sur une gamme dynamique de plus que  $3 \times 10^4$ .

Un signal rapide assure par ailleurs une mesure temporelle précise qui permet de rejeter des dépôts d'énergie non liés à l'événement. Ce signal permet d'utiliser le ECAL pour définir des critères de déclenchement rapide (quelques  $ns$  pour des dépôts d'énergie supérieurs à 1 GeV).

### 2.3.8 Le Calorimètre Hadronique

Le calorimètre hadronique (“hadron calorimeter” - HCAL) intervient dans la mesure de l’impulsion transverse manquante. Il permet de détecter les hadrons neutres et de mesurer leur énergie et leur direction. Il complète également la mesure d’énergie des hadrons chargés dont l’impulsion est mesurée dans les chambres à dérive.

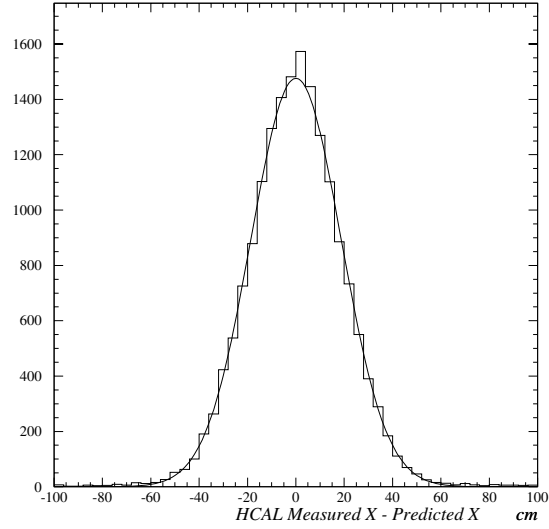
Le HCAL comprend six modules fer-scintillateur et utilise la culasse arrière de l’aimant qui sert aussi de support mécanique au “panier” dans lequel s’installent la plupart des sous-détecteurs de NOMAD. Il est composé de 23 épaisseurs de fer de 4.9 cm, séparées par des intervalles de 1.8 cm dans lesquels sont insérés les scintillateurs de 3.6 m de longueur. Leurs dimensions transversales sont : épaisseur moyenne 1 cm, largeur de 18.3 cm. Ils sont lus aux deux extrémités par des photomultiplicateurs de 5 pouces. Les six modules forment un “mur” de  $5.4 \times 5.8 \text{ m}^2$  de 1.5 m de profondeur. Une vue schématique du HCAL est montrée sur la figure 2.15.



**Fig. 2.15:** Vue du HCAL.

Le signal de chaque photomultiplicateur est divisé en deux. Un signal retardé est envoyé aux ADC, tandis que le deuxième, discriminé en amplitude, est envoyé aux TDC. Les signaux des ADC sont utilisés pour mesurer l’énergie et la coordonnée  $x$ , tandis que les signaux de TDC définissent les caractéristiques temporelles de l’événement. L’énergie dans le module est obtenue par sommation des signaux,





**Fig. 2.16:** Résolution sur la coordonnée  $x$  pour des muons traversant un module du HCAL

la coordonnée horizontale correspondante est définie par une mesure temporelle. La figure 2.16 montre la différence entre coordonnées prédite et mesurée dans le calorimètre hadronique pour des muons traversant un module ; la résolution spatiale typique atteinte est de  $\sim 20 \text{ cm}$ .

La coordonnée verticale est mesurée à partir de la répartition du dépôt d'énergie entre les modules.

Le PRS et le ECAL présentent  $2.1 \lambda_{int}$  de matière il y a donc une probabilité élevée qu'un hadron commence une gerbe hadronique avant le HCAL. L'énergie totale est donc calculée comme la somme pondérée des énergies dans le HCAL et le ECAL.

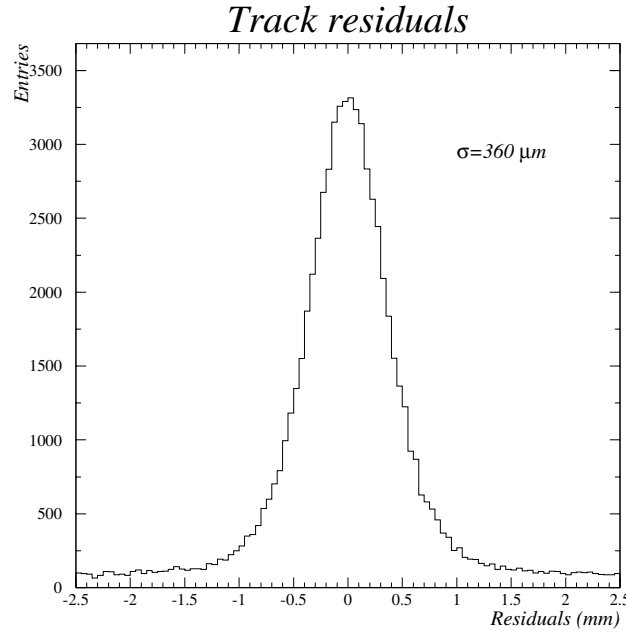
### 2.3.9 Les Chambres à muons

Le détecteur à muons de NOMAD comporte 10 chambres à dérive utilisées auparavant dans l'expérience UA1 [117]. Ces chambres ont une surface active de  $3.75 \times 5.55 \text{ m}^2$  et comprennent deux plans des tubes à dérive horizontaux et deux plans verticaux (1210 tubes ayant une distance maximum de dérive de  $7 \text{ cm}$ ).

Les chambres sont réparties en deux "stations" séparées par un absorbeur de  $80 \text{ cm}$

de fer (voir figures 2.4 et 2.5). La première station placée derrière le calorimètre hadronique, comprend trois modules, chacun composé d'une paire de chambres. La deuxième station ne comprend que deux modules.

Les chambres sont remplies d'un mélange Argon :Ethane (40 % : 60 %). Leur efficacité est contrôlée constamment en utilisant des muons énergétiques traversant le détecteur. La résolution spatiale moyenne (voir figure 2.17) varie entre 350  $\mu m$  et 600  $\mu m$  en fonction de la qualité du gaz.

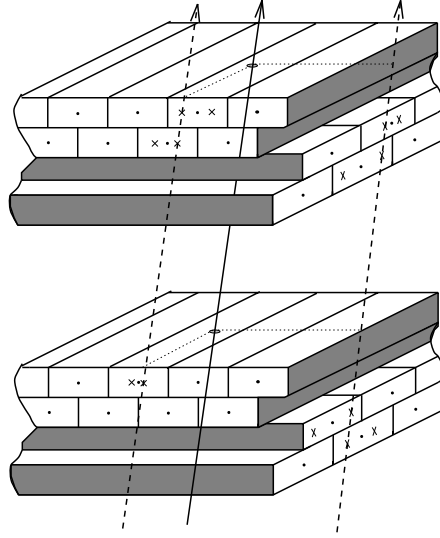


**Fig. 2.17:** Résolution spatiale des chambres à muons.

L'efficacité moyenne de reconstruction d'un "hit" dans un plan de chambre est de 92.5 %, la source principale d'inefficacité provient des espaces morts entre les tubes à dérive. Une petite zone morte entre les chambres à muon de la première station a été couverte par des scintillateurs ("muon veto") (voir la figure 2.4).

Trois ou quatre "hits" permettent de reconstruire, dans une station, un segment de droite (voir le figure 2.18). L'efficacité mesurée pour la reconstruction des segments de traces est de 97 %.

Les muons ne sont détectés (et donc identifiés comme tels) que s'ils traversent plus



**Fig. 2.18:** Vue d'un module de chambre à muons montrant la disposition du tube à dérive. On observe les "hits" reconstruits dans les tubes (croix) produits par des muons (flèche continue) et le segment de trace reconstruit à partir des projections (flèches en pointillés).

de 8 longueurs d'interaction ( $\lambda_{int}$ ) et atteignent au moins la première station voire la deuxième (soit  $13 \lambda_{int}$ ). Pour une trace à incidence normale l'impulsion nécessaire pour atteindre ces deux stations (avec une probabilité de 50 %) est respectivement 2.3 GeV/c et 3.7 GeV/c.

L'acceptance géométrique de chacune des deux stations, pour des muons produits dans des interactions courant chargé est de 98 %.

### 2.3.10 Le système de déclenchement

Plusieurs signaux logiques ont été définis et utilisés dans NOMAD pour déclencher l'enregistrement des interactions [106] :

$$- \overline{V} \times T_1 \times T_2.$$

Ce déclenchement permet d'enregistrer les interactions de neutrinos issues de la cible du détecteur. Il exige une coïncidence temporelle des plans de scintillateurs  $T_1$  et  $T_2$  et l'anti-coïncidence des plans du veto qui rejettent les  $\mu$  incidents dans le détecteur. Le taux de déclenchement est de  $\sim 5.5$  par  $10^{13}$  p.o.t.. Parmi ceux-ci près de 0.5 événements sont des candidats potentiellement intéressants pour

les interactions de neutrinos. Les autres déclenchements comprennent les rayons cosmiques ( $\sim 1$ ), les muons ne déclenchant pas le système du veto ( $\sim 1.5$ ) et les interactions dans l'aimant ( $\sim 2.5$ ).

- $\overline{V}_8 \times FCAL$ .

Les interactions de neutrinos dans le calorimètre “avant” déposant plus de 3 *mip* provoquent un déclenchement. Les événements ayant un muon traversant le FCAL, sont rejetés par le veto  $V_8$ . Près de 6.5 interactions de neutrinos ont lieu dans le FCAL pour  $10^{13}$  *p.o.t.*

- $\overline{V}_8 \times T_1 \times T_2 \times FCAL'$ .

Ce déclenchement est utilisé pour l'étude des événements quasi-élastiques dans le calorimètre “avant”. Ces événements permettent de mesurer le flux de neutrinos en fonction de l'énergie. La condition de déclenchement exige au moins 1 *mip* dans le FCAL. Le taux de déclenchement est  $\sim 1.5/10^{13}$  *p.o.t.*

- FORTUIT. Le déclenchement fortuit permet d'étudier les coïncidences accidentelles dans le détecteur. Il est obtenu par la coïncidence  $\overline{V} \times T_1 \times T_2$  lors de périodes sans faisceau de neutrinos

Approximativement 15 déclenchements, correspondant à des interactions de neutrinos, sont enregistrées par cycle du faisceau.

Outre les divers déclenchements mentionnés ci-dessus, un signal de déclenchement spécifique est utilisé pendant l'intervalle de 2.6  $\mu s$  entre deux cycles de neutrinos (avec la logique  $VT_1T_2$ ). Près de 60 déclenchements sont pris dans cet intervalle pour enregistrer des événements initiés par un muon incident. Ceux-ci sont utilisés :

- pour calibrer les sous-détecteurs de NOMAD ;
- pour mesurer l'évolution de l'efficacité des compteurs de déclenchement.

Un de ces signaux de déclenchement permet de sélectionner des électrons provenant de la désintégration de muons ou provenant de l'émission d'électrons  $\delta$ . Ces événements ont été utilisés pour l'étude du comportement des électrons dans le détecteur.

Le temps mort dû à l'écriture des données pour les événements neutrinos est d'environ  $\sim 10$  %. Par ailleurs, moins de 3 % des données enregistrables sont perdues au cours d'une prise de données, en raison principalement des temps morts aux

changements de runs.

## 2.4 Conclusion

En conclusion, le détecteur NOMAD est capable de reconstruire précisément les traces des particules issues des interactions de neutrinos dans la partie avant (chambres à dérive). Il comprend par la suite des détecteurs : TRD, PRS, ECAL et HCAL, qui fournissent les informations nécessaires pour l'identification des particules et pour la mesure de leur énergie.

Pour le canal qui nous intéresse, l'identification des électrons et son efficacité présentent une grande importance. Ce dernier point est étudié de façon détaillée dans le chapitre suivant.

# Chapitre 3

## Identification des électrons

### 3.1 Introduction

La recherche des oscillations de neutrinos, dans la voie  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , est basée sur la comparaison des rapport  $R_{e\mu}$  du nombre d'événements  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  courant chargé, observé et attendu dans NOMAD, compte tenu de la composition initiale du faisceau en  $\nu_\mu$  et  $\nu_e$ . La plupart des effets systématiques concernant à la fois la détection et l'analyse des  $\mu$  et des  $e$ , se compensent dans ce rapport. Les efficacité de détection des électrons et des muons, a priori différentes, font partie des effets qui ne se compensent pas. La mesure de ces efficacités de détection est donc essentielle pour l'analyse dans cette voie.

La mesure expérimentale de l'efficacité d'identification des électrons requiert l'utilisation d'un échantillon d'électrons, dont la signature ne saurait dépendre des détecteurs servant à l'identification des électrons de NOMAD. Un tel échantillon existe dans les données de NOMAD, comme nous le montrerons ci-dessous, il s'agit des électrons de knock-on émis par des muons du "flat-top". Celui-ci a déjà été utilisé pour vérifier les programmes de simulation du TRD et la réponse du détecteur aux électrons.

## 3.2 Faisabilité

Un important flux de muons, provenant d'un faisceau test voisin, traverse le détecteur NOMAD pendant les 2.6 s du “flat-top”, entre les deux bouffées de neutrinos. Une fraction de ces muons émet des électrons de knock-on. Ces événements peuvent facilement être sélectionnés sur des critères topologiques et d'identification des muons incidents, sans faire appel à aucune information en provenance des détecteurs réalisant l'identification des électrons dans l'expérience.

Cependant, pour que ces événements puissent être utilisés, il faut également, qu'ils présentent des caractéristiques angulaires et énergétiques, voisines de celles des électrons provenant d'événements expérimentaux. En ce qui concerne l'énergie, nous nous intéressons à des électrons d'impulsion supérieure à 0.5 GeV/c (seuil d'identification des électrons par le TRD). Par ailleurs, ces électrons doivent être relativement bien séparés du muon émetteur, pour que nous soyons dans les mêmes conditions que pour les événements  $\nu_e$  courant chargé, dans lesquels l'électron émis est relativement isolé du reste de l'événement.

L'énergie cinétique maximum d'un  $\delta$ -ray émis par une particule de masse  $M$  et d'impulsion  $M\beta\gamma$  est [29] :

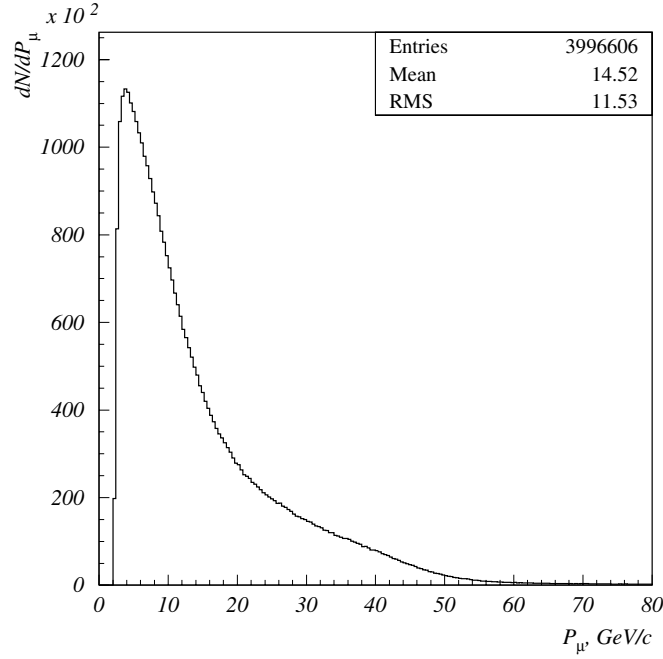
$$E_{\delta}^{\max} = \frac{2m_e\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}, \quad (3.1)$$

où  $m_e$  est la masse de l'électron, et  $M$  la masse du muon émetteur.

La figure 3.1 montre une distribution en impulsion des muons du “flat-top”. L'impulsion moyenne du muon est  $\sim 14$  GeV/c, la queue de la distribution vers les hautes impulsions s'étendant jusqu'à 60 GeV/c. Dans ces conditions, l'énergie maximale de l'électron est de l'ordre de 8 GeV (Eq. 3.1), très supérieure au seuil d'identification du TRD. Cependant, la section efficace d'émission de  $\delta$ -rays est inversement proportionnelle à leur énergie cinétique [29]. Une grande statistique de muons incidents sera donc nécessaire à l'obtention d'un nombre suffisant de  $\delta$ -rays au dessus du GeV.

L'angle d'émission d'un électron  $\delta$ -ray, en fonction de son énergie  $E_{\delta}$  est [118] :

$$\cos^2 \theta = \frac{E_{\delta}}{E_{\delta}^{\max}}. \quad (3.2)$$



**Fig. 3.1:** Distribution en impulsion des muons du “flat-top”.

Une fraction importante de ces  $\delta$ -rays, dont l'énergie  $E_\delta$  est de l'ordre de quelques GeV, présente une bonne séparation spatiale avec le muon émetteur.

### 3.3 Sélection des $\delta$ -Rays

#### 3.3.1 Filtre initial

Pour cette étude, nous avons utilisé l'ensemble des données disponibles dans NOMAD en 1996, soit  $5.5 \times 10^6$  événements du “flat-top”. Les premières conditions de sélection que nous avons imposées sont :

- deux traces reconstruites dans les DC ;
- une bonne association de chacune de ces traces avec des traces du TRD ;
- une des traces doit être identifiée comme un muon.

Un candidat  $\delta$ -ray est donc, à ce stade, une particule chargée négativement, non identifiée comme un muon. Les électrons de faible énergie ont été rejetés en imposant



une impulsion reconstruite (utilisant le modèle de trace par défaut du programme de reconstruction, c'est à dire le modèle de trace des pions) supérieure à 0.5 GeV/c, au tout début de la trace.

La statistique sélectionnée est résumée dans le tableau 3.1. Au total, 7904 événements ( $\sim 0.1$  % de l'échantillon initial) passent les critères de sélection.

Coupure	$N$	$N/N_{\text{initial}}, \%$
Initial	5543740	100
2 DC trace	293660	5.3
DC-TRD association	22499	0.41
Muon ID	18559	0.34
$q_\delta = -1$	16590	0.30
$P_\pi > 0.5$ GeV/c	7904	0.14

**Tab. 3.1:** Nombre d'événements sélectionnés à chaque étape du filtre initial.

### 3.3.2 Filtre additionnel

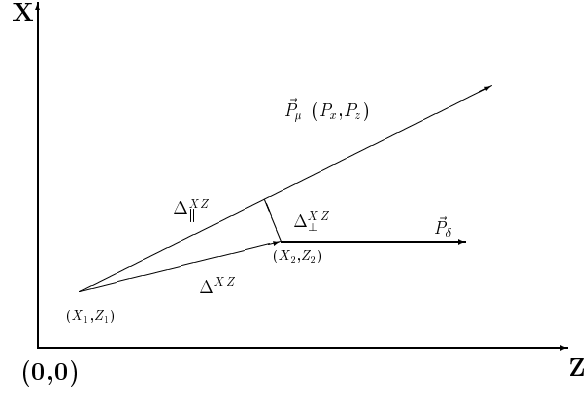
Une étude visuelle des événements sélectionnés par les critères ci-dessus, a révélé l'existence d'une source de bruit trouvant son origine dans les interactions induites par des muons cosmiques ou par des muons interagissant dans le FCAL ou dans les bobines de l'aimant. Pour rejeter ce fond, nous avons exigé des conditions additionnelles :

- que la coordonnée  $Z$  du premier hit du muon soit  $Z_\mu^f$  inférieure à 10 cm ;
- que la coordonnée  $Z$  du premier hit du candidat  $\delta$ -ray  $Z_\delta^f$ , se situe dans la région :  $30 \text{ cm} < Z_\delta^f < 480 \text{ cm}$  (voir figure 3.4 (a)).

On a pu se rendre compte alors, que le fond restant est constitué d'événements mal reconstruits (traces de muons brisées). Ce fond est finalement éliminé par les conditions suivantes (voir tableau 3.2) :

- le premier hit de la trace  $\delta$ -ray est en amont du dernier hit de la trace du muon ( $Z_\delta^f < Z_\mu^l$ ) ;
- l'impulsion du  $\delta$ -ray, reconstruite par le modèle de perte d'énergie du pion, doit être inférieure à l'énergie cinétique maximale autorisée par l'équation 3.1 ;
- la distance transversale entre le premier hit du candidat  $\delta$ -ray et la trace du

muon dans le plan horizontal (pas d'effet du champ magnétique) est inférieure à 4 cm (voir figure 3.2). Cette dernière condition permet de rejeter aussi bien des événements à deux muons, que des muons accompagnés d'électrons provenant de conversions asymétriques de photons.



**Fig. 3.2:** La coupure en distance transversale entre le premier hit du candidat  $\delta$ -ray et la trace du muon dans le plan horizontal du détecteur. Nous exigeons pour un bon candidat  $\Delta_{\perp}^{XZ} < 4 \text{ cm}$ .

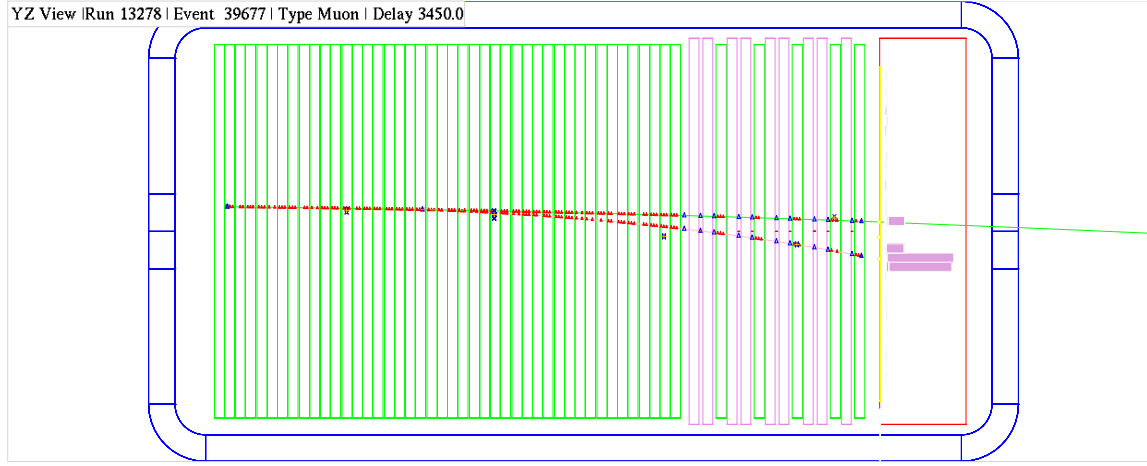
Coupure	$N$	$N_i/N_{i-1}$
$Z_{\mu}^f < 10 \text{ cm}$	4224	0.53
$30 \text{ cm} < Z_{\delta}^f < 480 \text{ cm}$	4054	0.95
$Z_{\delta}^f < Z_{\mu}^l$	4017	0.99
$P_{\pi} < E_{\delta}^{\max}$	3960	0.99
Coupure en distance	3895	0.98

**Tab. 3.2:** Nombre d'événements sélectionnés à chaque stade du filtre additionnel.

Au total, 3895 événements  $\delta$ -rays ont été sélectionnés (voir tableau 3.2) , soit  $\sim 7 \cdot 10^{-4}$  de l'échantillon initial. L'étude visuelle des événements montre alors que la pureté de la sélection est supérieure à 99%. Un événement typique sélectionné est montré figure 3.3.

### 3.3.3 Simulation Monte Carlo

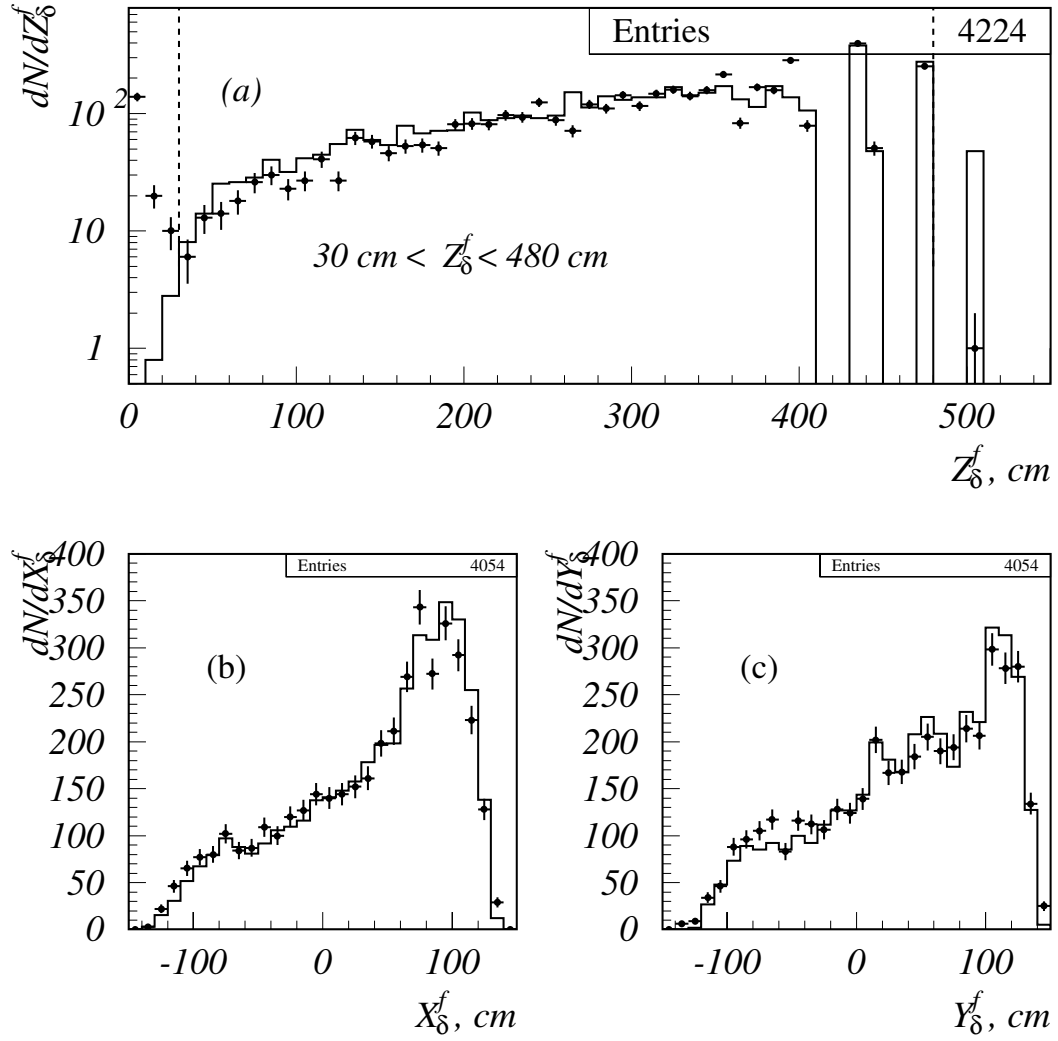
Pour comparer les efficacités d'identification des électrons dans les données et dans le Monte-Carlo, nous avons simulé, à l'aide du programme de simulation de NOMAD :



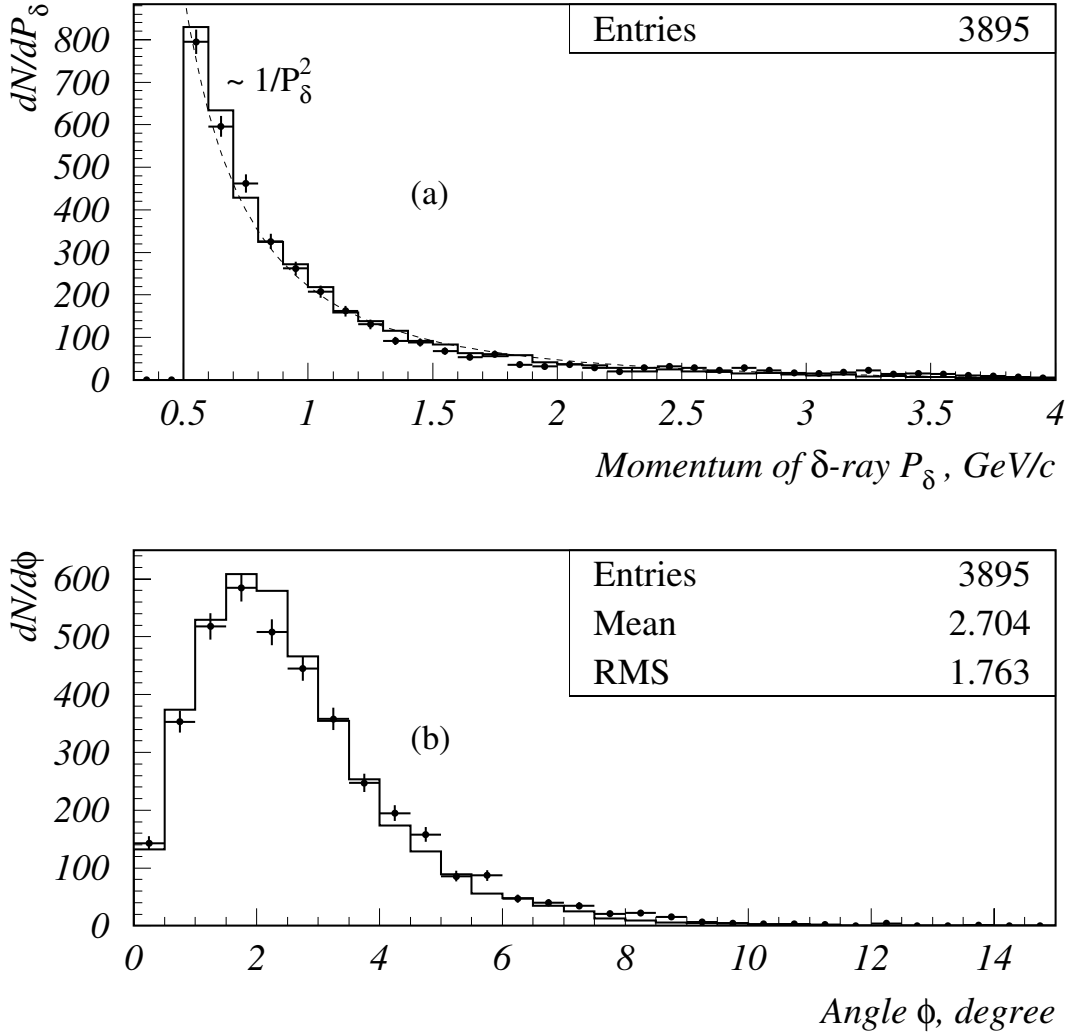
**Fig. 3.3:** Un des événements sélectionnés dans l’échantillon de muons “flat-top” de 1996. La particule supérieure est un muon identifié dans les chambres à muons. La deuxième particule est un  $\delta$ -ray émis par le muon.

GENOM (“GEant NOMad”) [119] fondé sur GEANT [102], un échantillon de  $\delta$ -rays générés en utilisant les distributions expérimentales obtenues dans les données en muons (angles et position d’impact). Le taux de production de  $\delta$ -rays d’énergie supérieure à 0.25 GeV a été artificiellement accru (en modifiant le seuil DCUTM dans la sous-routine GDRAY de GEANT). Les événements ont été alors reconstruits par le programme RECON [120] (le même que celui utilisé pour la reconstruction des événements muons du “flat-top”) et soumis aux mêmes filtres que ceux appliqués aux données. 10352 événements sur les  $\sim 200\,000$  simulés ont passé tous les critères de sélection. La pureté de la sélection étant de 99.9%.

La figure 3.4 montre la comparaison entre données et Monte-Carlo pour les coordonnées  $Z$ ,  $X$ , and  $Y$  du premier hit DC du candidat  $\delta$ -ray. Ces distributions présentent un bon accord, ainsi que les distributions en impulsion et en angle d’émission, comparées figure 3.5. La distribution en impulsion des  $\delta$ -rays montre une dépendance conforme à notre attente en  $1/E_\delta^2$ . Enfin, l’impulsion moyenne des  $\delta$ -rays sélectionnés est de 1.2 GeV/c.



**Fig. 3.4:** Distributions des coordonnées  $Z$  (a),  $X$  (b), and  $Y$  (c) du premier hit DC du candidat  $\delta$ -ray dans les données (points avec barres d'erreur) et dans le Monte Carlo (histogramme). Les distributions de  $X_\delta^f$  et  $Y_\delta^f$  sont montrées après coupure en  $Z_\delta^f$  (ligne pointillée (a)).



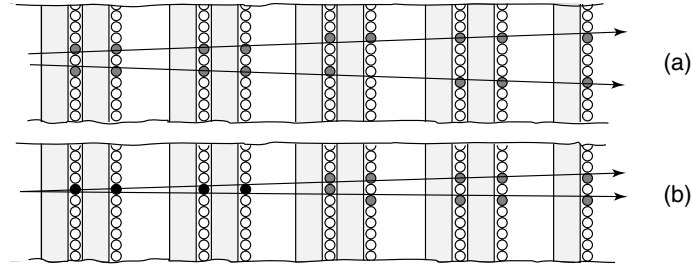
**Fig. 3.5:** Comparaison des distributions en impulsion (a) et angle d'émission (b) des  $\delta$ -rays sélectionnés dans les données (points avec barres d'erreur) avec les prédictions du Monte-Carlo (histogramme). Un ajustement en  $1/P_\delta^2$  de la distribution en impulsion est montré en ligne pointillée en (a).

## 3.4 Identification des électrons par le TRD

### 3.4.1 Algorithmes d'identification des $e$ dans le TRD

Les algorithmes d'identification des électrons dans le détecteur à rayonnement de transition (TRD) [109], décrit dans la section 2.3.4, incluent plusieurs étapes :

1. une trace de particule est reconstruite à partir des coups (hits) du TRD ;
2. cette trace est associée à une trace reconstruite dans les chambres à dérive (DC) ;
3. l'énergie déposée par cette particule dans les pailles du TRD est comparée avec les prévisions pour les deux hypothèses : électron  $e$  et pion  $\pi$ .



**Fig. 3.6:** Différentes topologies des traces dans le TRD. (a) - particules isolées, tous les hits associés sont non-communs. (b) - particules non-isolées, les hits se trouvant dans les 4 premiers modules du TRD sont communs (montrés en noir).

Deux procédures différentes d'identification sont appliquées en fonction de la topologie de l'événement dans la région du TRD (voir figure 3.6) :

- Si la trace n'a pas dans le TRD de hits communs à d'autres traces, cette particule est "isolée". On applique donc l'algorithme d'identification de traces isolées.
- Dans le cas contraire, le dépôt d'énergie enregistré dans une paille traversée par plusieurs particules est la somme des dépôts de chacune d'elles. L'algorithme d'identification de traces "non-isolées" est appliqué.

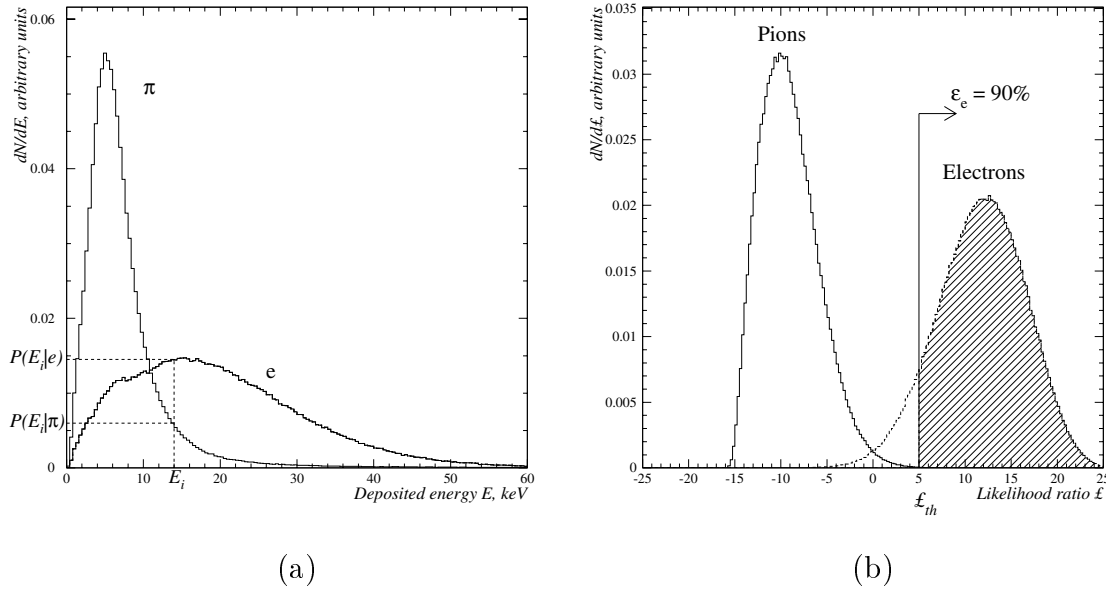
Une courte description des différents algorithmes d'identification des électrons par le TRD est donnée ci-dessous (pour une description détaillée de ces algorithmes voir les références [110, 113, 121]).

### Algorithme d'identification des traces isolées

L'algorithme développé pour l'identification des traces isolées est basé sur une méthode de rapport de maximum de vraisemblance [RMV] [113, 110]. L'estimateur RMV  $\mathcal{L}$  est défini de la façon suivante :

$$\mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N_h} \log \frac{P(E_i|e)}{P(E_i|\pi)}, \quad (3.3)$$

où  $N_h$  est le nombre de hits de TRD associés à une particule ;  $P(E_i|e)$  et  $P(E_i|\pi)$  sont les densités de probabilité respectivement pour les électrons  $e$  et les pions  $\pi$ ,  $E_i$  est l'énergie déposée dans une paille. Les densités de probabilité  $P(E_i|e)$  et  $P(E_i|\pi)$  (voir figure 3.7(a)) sont obtenues par le programme TRDSM [122] compte tenu de nombreux paramètres : le facteur de Lorentz  $\gamma = E/m$  des particules, l'impulsion, l'angle entre trace et paille, etc.



**Fig. 3.7:** (a) - Spectres normalisés de l'énergie déposée dans une paille du TRD par des pions et électrons à 10 GeV/c. (b) - Distributions du RMV calculées pour des pions et électrons de 10 GeV/c traversant 9 plans du TRD. Le seuil correspondant à l'efficacité de 90 % pour électrons est montré. Les deux figures sont produites par simulation Monte-Carlo.

Les distributions du RMV (figure 3.7(b)) sont calculées dans les deux hypothèses ( $e$

ou  $\pi$ ). A une valeur donnée de  $\mathcal{L}$ , on peut associer une efficacité de détection des pions par le TRD -  $\varepsilon_\pi$ . Une particule est considérée comme un électron si  $0 \leq \varepsilon_\pi < 0.001$  [110, 113]. L'efficacité de détection des électrons est supérieure à 90 % pour cette valeur de  $\varepsilon_\pi$ , dans l'intervalle d'impulsion 1-50 GeV/c. Elle diminue rapidement pour les énergies inférieures à 1 GeV, les électrons produisant moins de rayonnement de transition. Au dessus de 50 GeV, les muons eux-mêmes commencent à en produire.

### Algorithme d'identification "tronquée"

L'algorithme d'identification "tronquée" est utilisé quand deux traces ont en commun 1, 2 ou 3 hits. L'algorithme est similaire à l'algorithme général décrit ci-dessus, mais il est appliqué aux seuls hits non communs. Seul un petit nombre d'événements est concerné, néanmoins l'emploi de cet algorithme accroît notablement la pureté de l'échantillon d'événements sélectionnés [123, 124].

### Algorithme d'identification des traces non-isolées

Cet algorithme est appliqué dans le cas où deux traces ont en commun plus de trois hits. Les DC permettent de mesurer les énergies des deux particules, mais les traces étant confondues dans le TRD, on est amené à tester quatre hypothèses ( $\pi * \pi$ ,  $\pi * e$ ,  $e * \pi$ , et  $e * e$ ). La décision est prise en fonction de la valeur des quatre estimateurs de vraisemblance correspondant [110, 121].

## 3.4.2 Echantillons d'électrons

Parmi des 3895 (10352) événements de  $\delta$ -ray sélectionnés dans les données (le Monte Carlo) on trouve donc 3734 (9863) électrons pour lesquels l'un des trois algorithmes d'identification des électrons dans le TRD a été appliqué. La réduction à 5 % des échantillons sélectionnés est expliquée par le fait que l'identification des particules n'est effectuée que pour des traces de l'impulsion interpolée dans la région du TRD supérieure à 0.5 GeV/c, tandis que nous avons pré-sélectionné des candidats  $\delta$ -ray ayant une impulsion  $> 0.5$  GeV au début de la trace.



Les événements ont été classés en trois catégories, en fonction de leur topologie dans la région du TRD :

1. Les traces du muon et du  $\delta$ -ray n'ont pas de hits communs dans la région du TRD (2088 événements de données et 5830 de Monte-Carlo).
2. Les traces du muon et du  $\delta$ -ray ont de 1 à 3 hits communs (703 événements de données et 1852 de Monte-Carlo).
3. Les traces du muon et du  $\delta$ -ray ont plus de 3 hits communs (943 événements de données et 2181 de Monte-Carlo).

Ces différents échantillons permettent de tester les performances des différents algorithmes d'identification du TRD.

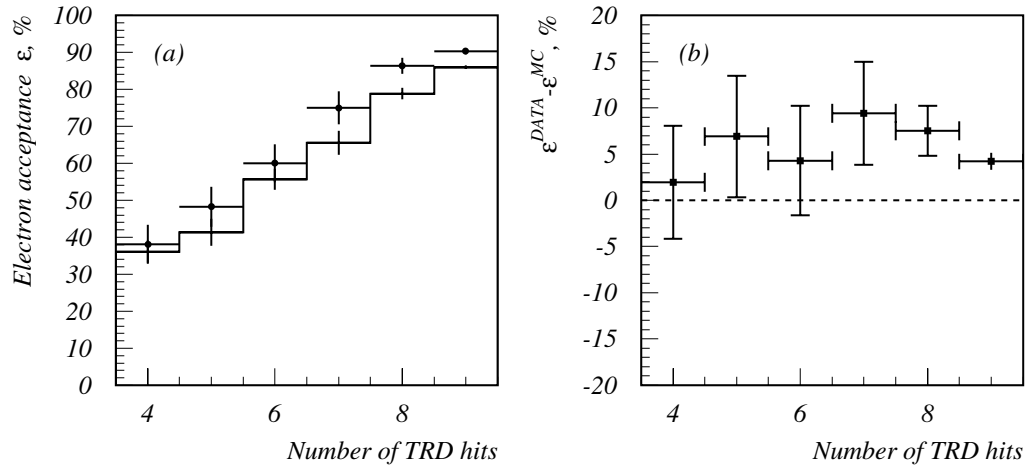
### 3.4.3 Identification des particules isolées

Les efficacités en électron  $\varepsilon_e$  et en pion  $\varepsilon_\pi$  sont montrées dans le tableau 3.3 pour les données et le Monte-Carlo, en fonction du nombre de hits dans le TRD, l'efficacité  $\varepsilon_e$  sur la figure 3.8. L'efficacité pour les données est systématiquement supérieure aux prévisions. Pour les électrons avec 8 ou 9 hits dans le TRD (valeurs typiques importantes pour notre recherche d'oscillations), cette différence vaut  $(4.7 \pm 0.9)\%$ .

$N_h$	$\delta$ -rays, données			$\delta$ -rays, MC		
	Passé	$\varepsilon_\pi < 10^{-3}$	$\varepsilon_e$ , %	Passé	$\varepsilon_\pi < 10^{-3}$	$\varepsilon_e$ , %
4	84	32	$38.1 \pm 5.3$	249	90	$36.1 \pm 3.0$
5	85	41	$48.2 \pm 5.4$	179	74	$41.3 \pm 3.7$
6	90	54	$60.0 \pm 5.1$	298	166	$55.7 \pm 2.9$
7	92	69	$75.0 \pm 4.5$	215	141	$65.6 \pm 3.2$
8	242	209	$86.4 \pm 2.2$	704	555	$78.8 \pm 1.5$
9	1495	1349	$90.2 \pm 0.8$	4185	3600	$86.0 \pm 0.5$
Total	2088	1754	$84.0 \pm 0.8$	5830	4626	$79.3 \pm 0.5$

**Tab. 3.3:** Efficacité d'identification des électrons  $\varepsilon_e$  correspondant à une acceptance en pion  $\varepsilon_\pi$  inférieure à  $10^{-3}$  en fonction du nombre de hits TRD  $N_h$ , pour les données et le Monte-Carlo. (Les erreurs sont statistiques).

L'efficacité d'identification des électrons pour 8 et 9 hits, en fonction de l'impulsion du  $\delta$ -ray,  $P_\delta$ , est reportée dans le tableau 3.4. La figure 3.9 montre la comparaison



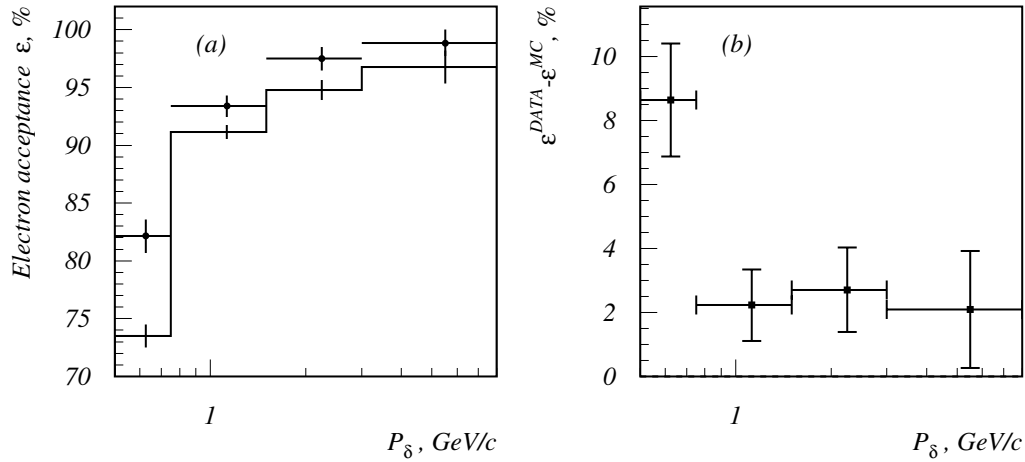
**Fig. 3.8:** (a) - Efficacité d'identification des électrons  $\varepsilon_e$  correspondant à une acceptance en pion de  $\varepsilon_\pi < 10^{-3}$  pour les données (points) et le Monte-Carlo (histogramme) en fonction du nombre de hits TRD  $N_h$ . (b) - Différence entre les efficacités prévue et mesurée en fonction du nombre de hits TRD  $N_h$ .

des valeurs de  $\varepsilon_e$  entre les données et le Monte-Carlo. Au dessus du GeV, données et Monte-Carlo sont en bon accord compte tenu des erreurs statistiques. Une explication possible pour le désaccord à basse impulsion réside dans la forte dépendance de cette efficacité en fonction de l'impulsion dans cette région. La figure 8 de Ref. [110] montre que  $\varepsilon_e$  doit varier de 65% à plus de 90% quand l'impulsion de l'électron varie de 0.5 à 1 GeV/c. En conséquence, même des désaccord mineurs dans les distributions en impulsion des  $\delta$ -rays entre données et Monte Carlo au dessous de 1 GeV/c pourraient avoir une incidence importante sur les efficacités. Au-dessus de 1 GeV/c, l'efficacité d'identification des électrons dépend faiblement de l'impulsion de la particule et un tel désaccord aurait un impact beaucoup plus faible.

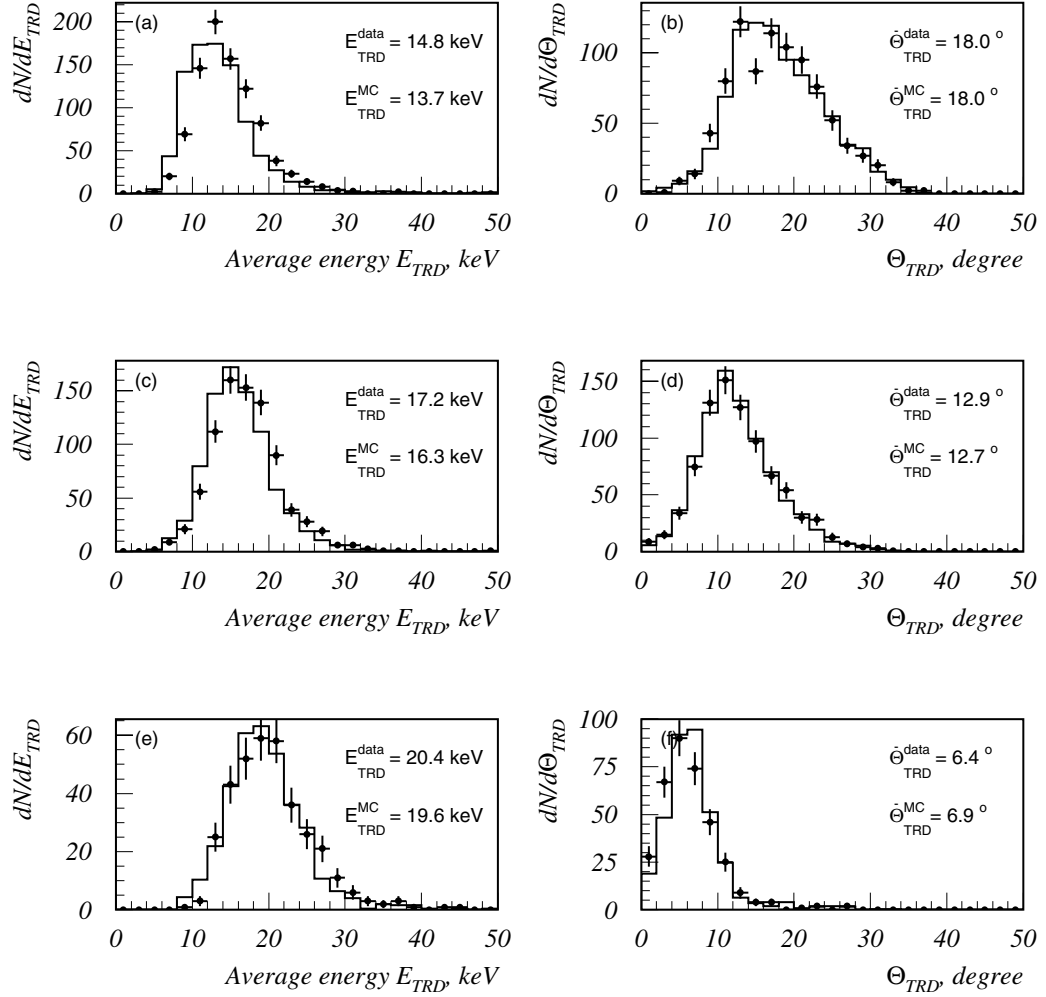
Par ailleurs, la plus grande efficacité d'identification des électrons, dans les données provient aussi du décalage systématique de l'énergie déposée par plan de TRD. La figure 3.10 montre la comparaison entre données et MC de  $E_{TRD}$  et de l'angle  $\theta_{TRD}$  entre le  $\delta$ -ray et la normale au plan du TRD. Tandis que les distributions angulaires sont en bon accord, la dépôt d'énergie est systématiquement plus grand que prévu.

$P_\delta$ , GeV/c	$\delta$ -rays, données			$\delta$ -rays, MC		
	Passé	$\varepsilon_\pi < 10^{-3}$	$\varepsilon_e$ , %	Passé	$\varepsilon_\pi < 10^{-3}$	$\varepsilon_e$ , %
0.5-0.75	700	575	$82.1 \pm 1.4$	1898	1395	$73.5 \pm 1.0$
0.75-1.5	711	664	$93.4 \pm 0.9$	2138	1949	$91.2 \pm 0.6$
1.5-3	239	233	$97.5 \pm 1.0$	690	654	$94.8 \pm 0.8$
3-8	87	86	$98.8 \pm 1.1$	154	149	$96.8 \pm 1.4$
Total	1737	1558	$89.7 \pm 0.7$	4889	4155	$85.0 \pm 0.5$

**Tab. 3.4:** Efficacité d'identification des électrons  $\varepsilon_e$  (pour  $\varepsilon_\pi < 10^{-3}$ ) en fonction de l'impulsion  $P_\delta$ , pour les données et le Monte-Carlo (seuls sont inclus les traces à 8 et 9 hits). Les erreurs sont statistiques.



**Fig. 3.9:** (a) Efficacité d'identification des électrons (pour  $\varepsilon_\pi < 10^{-3}$ ) pour les données (points) et le MC (histogramme) en fonction de l'impulsion  $P_\delta$ . (seuls sont inclus les traces à 8 et 9 hits). (b) Différence entre données et MC.



**Fig. 3.10:** Dépôt d'énergie moyen des  $\delta$ -rays par plan du TRD  $E_{TRD}$  (3 plots de gauche) et angle  $\theta_{TRD}$  de la trace du  $\delta$ -ray et la normale au plan de détection du TRD (3 plots de droite), pour les données (points) et le MC (histogramme) pour 3 intervalles d'impulsion :  $0.5 \text{ GeV}/c < P_\delta < 0.75 \text{ GeV}/c$ ,  $0.75 \text{ GeV}/c < P_\delta < 1.5 \text{ GeV}/c$ ,  $P_\delta > 1.5 \text{ GeV}/c$  (de haut en bas).

Cette différence devient plus petite quand l'impulsion du  $\delta$ -ray croît (avec l'angle  $\theta_{TRD}$ ) ; cette différence est d'environ 7%, 5% and 4% dans les 3 domaines considérés.

Comme indiqué précédemment (Sec. 3.2), c'est la région  $P_\delta > 1.5$  qui présente un intérêt pour la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . La différence  $(2.7 \pm 1.1)\%$  entre les efficacités mesurée et prévue, dans ce domaine d'énergie, permet d'estimer une erreur systématique sur ces résultats.

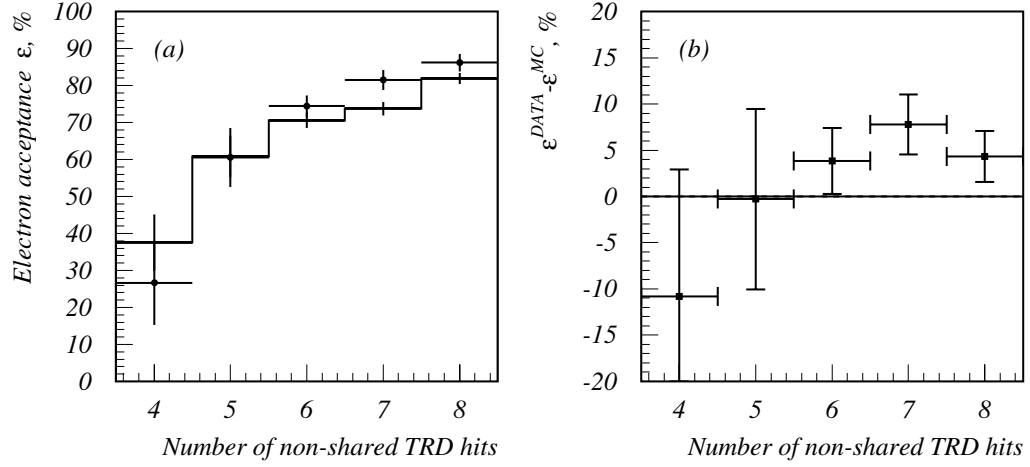
### 3.4.4 Identification “tronquée”

Nous avons trouvé 703 (resp. 1852) événements dans les données (resp. dans le MC) qui relèvent de cet algorithme. L'efficacité d'identification des électrons  $\varepsilon_e^{\text{TR}}$  pour une acceptance en pions  $\varepsilon_\pi^{\text{TR}}$  de  $10^{-3}$  est comparée aux prévisions du MC dans le tableau 3.5 en fonction du nombre de hits non communs  $N_h^{\text{TR}}$ . La comparaison données-MC est montrée figure 3.11. Comme précédemment, l'efficacité mesurée est supérieure aux prévisions. Il n'existe pas de dépendance claire en fonction du nombre de hits. La différence entre les deux échantillons est estimée à  $(3.8 \pm 1.9)\%$ .

$N_h^{\text{TR}}$	$\delta$ -ray, données			$\delta$ -ray, MC		
	Passé	$\varepsilon_\pi^{\text{TR}} < 10^{-3}$	$\varepsilon_e^{\text{TR}}, \%$	Passé	$\varepsilon_\pi^{\text{TR}} < 10^{-3}$	$\varepsilon_e^{\text{TR}}, \%$
4	15	4	$26.6 \pm 11.4$	40	15	$37.5 \pm 7.6$
5	38	23	$60.5 \pm 7.9$	74	45	$60.8 \pm 5.6$
6	227	169	$74.5 \pm 2.9$	483	341	$70.6 \pm 2.1$
7	206	168	$81.6 \pm 2.7$	583	430	$73.8 \pm 1.8$
8	217	187	$86.2 \pm 2.3$	672	550	$81.8 \pm 1.5$
Total	703	551	$78.4 \pm 1.6$	1852	1381	$74.6 \pm 1.0$

**Tab. 3.5:** Efficacité d'identification des électrons  $\varepsilon_e^{\text{TR}}$  (pour  $\varepsilon_\pi^{\text{TR}} < 10^{-3}$ ) en fonction du nombre de hits non communs  $N_h^{\text{TR}}$ .

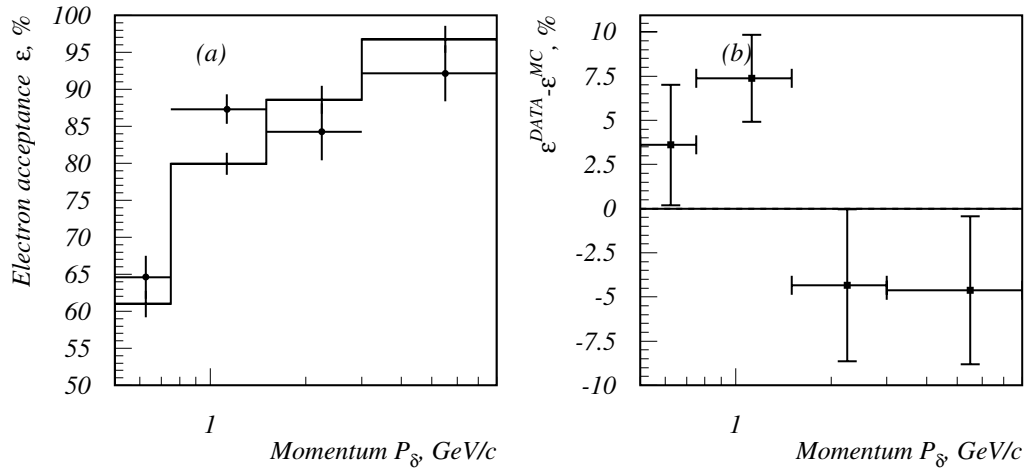
La dépendance de  $\varepsilon_e^{\text{TR}}$  en fonction de l'impulsion du  $\delta$ -ray :  $P_\delta$  est rapportée dans le tableau 3.6 et sur la figure 3.12. Dans le domaine d'impulsion  $P_\delta > 1.5$  GeV/c, cette différence est de  $(-3.5 \pm 3.2)\%$ .



**Fig. 3.11:** (a) - Efficacité d'identification des électrons (pour  $\varepsilon_{\pi}^{TR} < 10^{-3}$ ) mesuré (points), et prédite (histogramme) en fonction du nombre de hits non communs  $N_h^{TR}$ . (b) - Différence mesure - prédiction.

$P_{\delta}$ , GeV/c	$\delta$ -ray, données			$\delta$ -ray, MC		
	Passé	$\varepsilon_{\pi}^{TR} < 10^{-3}$	$\varepsilon_e^{TR}$ , %	Passé	$\varepsilon_{\pi}^{TR} < 10^{-3}$	$\varepsilon_e^{TR}$ , %
0.5-0.75	274	177	$64.6 \pm 2.9$	741	452	$61.0 \pm 1.8$
0.75-1.5	284	248	$87.3 \pm 2.0$	733	586	$79.9 \pm 1.5$
1.5-3	89	75	$84.3 \pm 3.8$	281	249	$88.6 \pm 1.9$
3-8	51	47	$92.2 \pm 3.7$	93	90	$96.7 \pm 1.8$

**Tab. 3.6:** Efficacité d'identification des électrons  $\varepsilon_e^{TR}$  (pour  $\varepsilon_{\pi}^{TR} < 10^{-3}$ ) en fonction de  $P_{\delta}$ .



**Fig. 3.12:** Efficacité d'identification des électrons (pour  $\epsilon_\pi^{\text{TR}} < 10^{-3}$ ) en fonction de l'impulsion  $P_\delta$ , (a) mesurée par la méthode d'identification "tronquée". (b) Différence mesure - prédiction en fonction de  $P_\delta$ .

### 3.4.5 Identification des particules non-isolées

Nos échantillons comprenaient 943 (resp. 2181) événements de données (resp. MC) dans lesquelles les traces du muon et du candidat  $\delta$ -ray avaient en commun plus de trois hits. Les résultats de notre étude sont présentés dans le tableau 3.7. Les fractions des bonnes identifications sont respectivement  $(64.9 \pm 1.5)\%$  pour les données et  $(69.3 \pm 1.0)\%$  pour le Monte Carlo. Ces deux nombres sont en accord raisonnable.

Identifiés comme	Données		MC	
	$N$	$N/N_{\text{tot}}, \%$	$N$	$N/N_{\text{tot}}, \%$
$\pi * \pi$	202	$21.4 \pm 1.3$	468	$21.4 \pm 0.9$
$\pi * e$	612	$64.9 \pm 1.5$	1511	$69.3 \pm 1.0$
$e * e$	129	$13.7 \pm 1.1$	202	$9.3 \pm 0.6$

**Tab. 3.7:** Performance de la procédure d'identification des particules non-isolées

## 3.5 Identification des électrons dans le Preshower et le ECAL

Les efficacités de détection du preshower et du ECAL ont également pu être étudiées, au prix de quelques coupures additionnelles (Sec. 3.5.1). Celles-ci découlent directement des conditions des algorithmes d'identification par ces détecteurs (décrits Sec. 3.5.2 et Sec. 3.5.3).

### 3.5.1 Sélection additionnelle

En plus des conditions décrites dans la Sec. 3.3 nous exigeons que :

- La trace du  $\delta$ -ray puisse être associée avec un cluster du ECAL ;
- Aucun des clusters associés dans les plans horizontal et vertical du preshower ne doit se superposer avec le cluster associé au muon ;
- Dans le cas où la trace du muon est associée avec un cluster du ECAL, la distance avec le cluster du  $\delta$ -ray doit être supérieure à 20 cm.

Au total 1345 (resp. 3900) événements de données (resp. Monte Carlo) passent la sélection et les résultats, en fonction de divers variables cinématiques sont donnés dans la figure 3.13. Il ne montrent pas de désaccord entre données et MC.

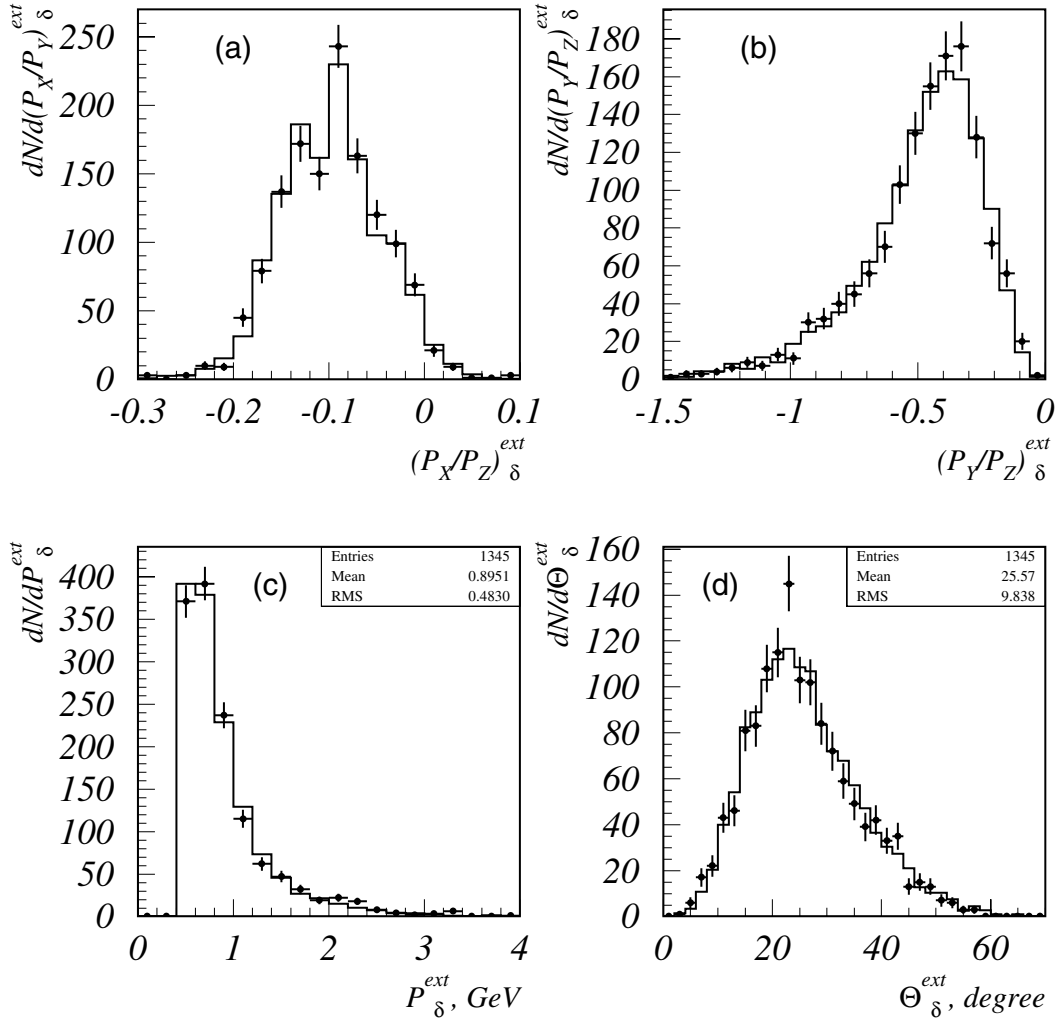
### 3.5.2 Accord PRS-ECAL

Les énergies déposées dans les deux plans de détection du preshower fournissent une coupure additionnelle sur les pions. La plupart des analyses de NOMAD utilisent, pour signer un électron, les conditions suivantes entre les énergies  $E_x$  et  $E_y$  (qui sont exprimées en m.i.p.s) et  $E$  l'énergie de la trace associée dans le ECAL [125] :

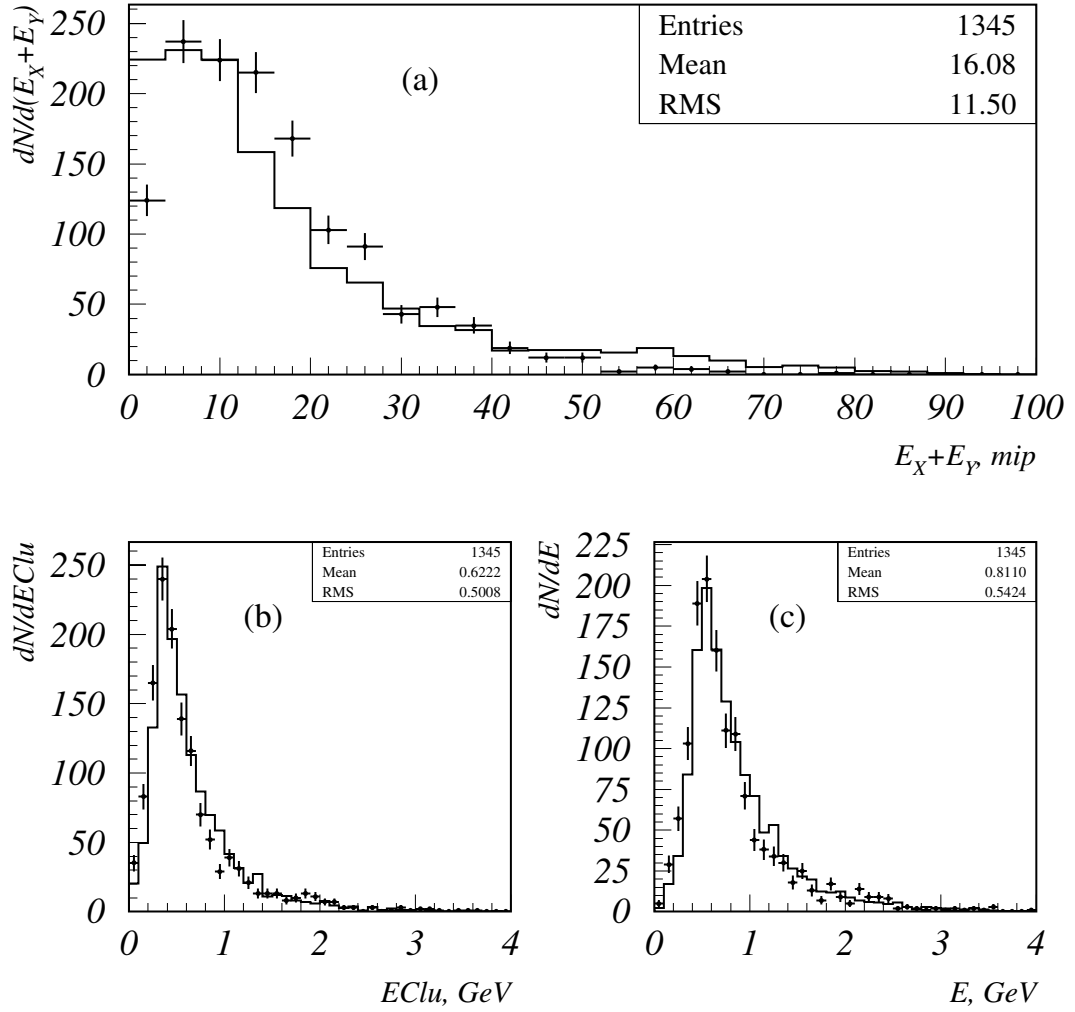
- $E_x > 1.5$  et  $E_y > 1.5$  ;
- $E_x + E_y > E_{\text{sum}}^{\min}$ , où

$$E_{\text{sum}}^{\min} = \begin{cases} 3.2 + 1.35 & \text{if } E < 1 \text{ GeV} \\ 3.2 + 1.35E & \text{if } 1 \text{ GeV} \leq E \leq 10 \text{ GeV} \\ 3.2 + 13.5 & \text{if } E > 10 \text{ GeV.} \end{cases} \quad (3.4)$$





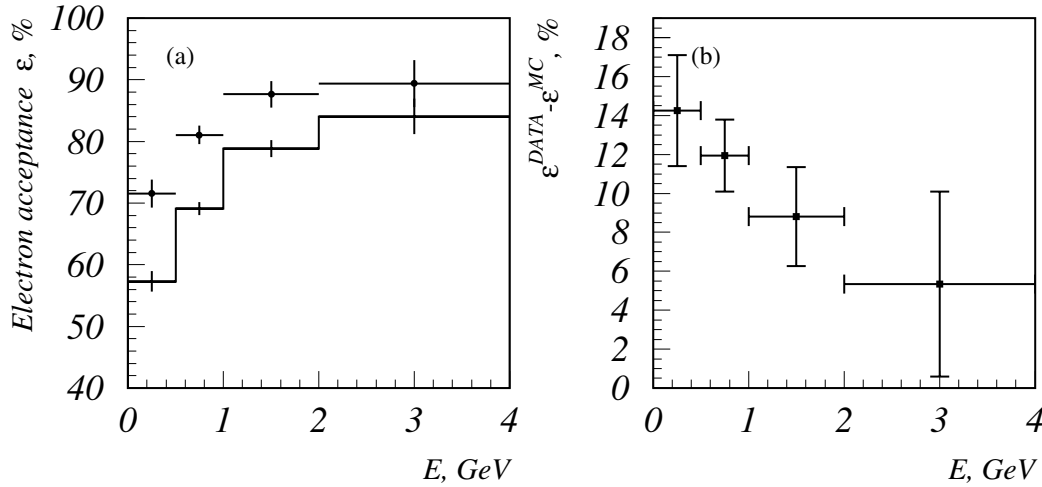
**Fig. 3.13:** Comparaison des distributions de variables cinématiques du  $\delta$ -ray au niveau du preshower, dans les données (points) et le Monte Carlo (histogramme) : (a),(b) rapport des composantes de l'impulsion du  $\delta$ -ray  $P_x/P_z$  et  $P_y/P_z$ , (c) impulsion totale  $P_{\delta}$ , and (d) angle entre la trace et la normale au plan du preshower. L'impulsion du  $\delta$ -ray extrapolée au plan du preshower a été utilisée dans ces distribution. Les distributions MC ont été normalisées au nombre d'événements de données.



**Fig. 3.14:** Distributions de la somme des énergies dans les deux plans du preshower (a), l'énergie du cluster du ECAL associé au  $\delta$ -ray (b), et l'énergie du cluster du ECAL associé après application des corrections de non-linéarité et des corrections angulaires dans le preshower (c) pour les données (points) et le MC (histogramme). Les distributions du MC sont normalisées aux données.

Les distributions concernant la somme des énergies déposées dans les deux plans du preshower et dans l'ensemble preshower-ECAL, par le  $\delta$ -ray, (avec et sans corrections de non-linéarité) sont montrées sur la figure 3.14. Alors que les distributions du ECAL : sont en accord raisonnable avec les prédictions, l'énergie déposée dans le preshower présente un désaccord évident, en particulier dans la région de basse énergie (au-dessous de  $\sim 10$  m.i.p.) qui est déterminante pour le rejet défini par Eq. (3.4).

L'efficacité  $\varepsilon_e^{PRS}$  de la condition de consistance PRS-ECAL de Eq. (3.4) est indiquée dans le tableau 3.8 en fonction de l'énergie ECAL associée au  $\delta$ -ray. La comparaison données-MC est représentée sur la figure 3.15 qui montre une différence de  $\varepsilon_e^{PRS}$  aux énergies basses du  $\delta$ -ray (entre 0.5 et 2 GeV) de  $\sim 10\%$ . Aux énergies supérieures, la statistique est très faible. La différence dans cette région est de  $(5.3 \pm 4.8)\%$ .



**Fig. 3.15:** (a) Efficacité d'identification des électrons pour la condition de consistance PRS-ECAL en fonction de l'énergie du  $\delta$ -ray dans le ECAL  $E$ , pour les données (points) et le Monte Carlo (histogramme), (b) différence données-MC en fonction de  $E$ .

### 3.5.3 Accord entre impulsion et énergie de l'électron

Un rejet additionnel peut être obtenue en utilisant la variable “ $E$  Over  $P$ ”, c'est à dire, le rapport entre l'énergie déposée dans le ECAL et l'impulsion mesurée par

$E$ , GeV	$\delta$ -ray, données			$\delta$ -ray, MC		
	Passé	$E_x + E_y > E_{\text{sum}}^{\min}$	$\varepsilon_e^{PRS}$ , %	Passé	$E_x + E_y > E_{\text{sum}}^{\min}$	$\varepsilon_e^{PRS}$ , %
< 0.5	383	274	$71.5 \pm 2.3$	864	495	$57.3 \pm 1.7$
0.5-1	655	531	$81.1 \pm 1.5$	1960	1355	$69.1 \pm 1.0$
1-2	235	206	$87.7 \pm 2.1$	903	712	$78.8 \pm 1.4$
2-4	66	59	$89.4 \pm 3.8$	163	137	$84.0 \pm 2.9$
Total	1339	1070	$80.0 \pm 1.1$	3890	2699	$69.4 \pm 0.7$

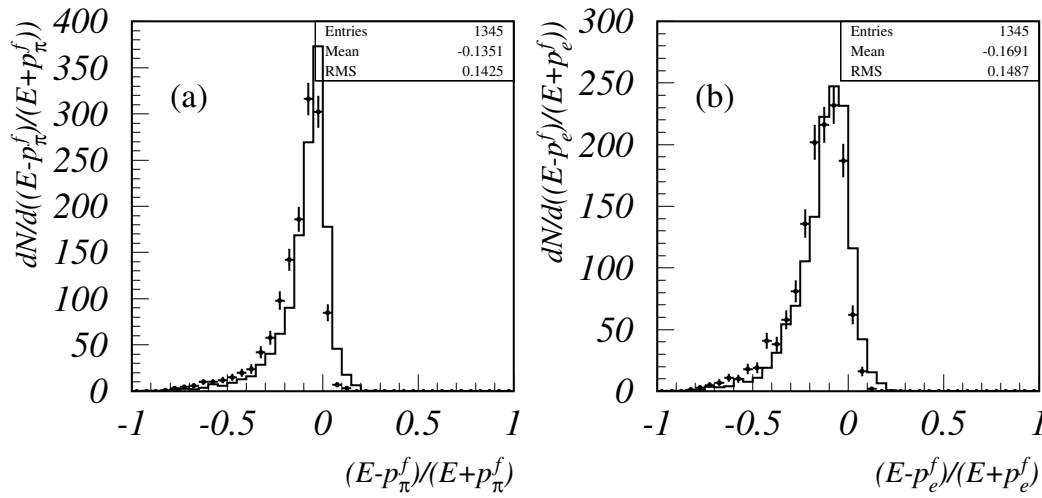
**Tab. 3.8:** Efficacité d'identification des électrons  $\varepsilon_e^{PRS}$  pour la condition PRS-ECAL en fonction de l'énergie  $E$  du  $\delta$ -ray.

les DC. Ce rapport doit être voisin de l'unité pour les électrons. Pour des raisons expérimentales, on peut définir ces deux variables,  $E$  et  $P$ , de différentes manières :

- L'estimation de l'impulsion dépend du modèle de trace choisi pour la reconstruction dans les DC (fit électron ou pion) et aussi de l'endroit où l'impulsion est estimée.
- La déposition d'énergie dans le ECAL peut inclure éventuellement plusieurs clusters (bande de bremsstrahlung). Il faut fixer précisément quels clusters doivent être inclus.

L'expression " $E$  Over  $P$ " dans NOMAD est généralement définie de la façon suivante :  $(E - p)/(E + p)$ . Pour l'estimation de  $E$  la plupart des analyse utilisent  $E_{brem}$  calculé par l'algorithme de la bande de bremsstrahlung (Ref. [126]). Cependant, cet algorithme, inclu dans le programme de reconstruction standard de NOMAD qui nous utilisons pour faire cette analyse, n'a été appliqué qu'aux électrons les plus énergétiques et n'est pas disponible pour la plupart des électrons trouvés dans notre échantillon  $\delta$ -ray. Pour cette raison nous avons pris comme estimation de  $E$  l'énergie du cluster du ECAL.

Comme discuté dans [124], la bonne séparation électron-pion est obtenue en appliquant une coupure basse sur  $(E - p_\pi^f)/(E + p_\pi^f)$  et une coupure supérieure sur  $(E - p_e^f)/(E + p_e^f)$ , où  $p_\pi^f$  and  $p_e^f$  sont les impulsions au niveau du premier hit DC, utilisant le modèle de fit "pion" et le modèle électron respectivement. Les distributions correspondantes sont montrées sur la figure 3.16, pour les données et le MC. Les efficacités de sélection pour les analyses typiques de NOMAD (voir p.ex. [124])



**Fig. 3.16:** Distributions de  $(E - p_\pi^f)/(E + p_\pi^f)$  (a) et de  $(E - p_e^f)/(E + p_e^f)$  (b) des données (points avec barres d'erreur) et de la prédictions Monte Carlo (histogramme).

sont comparées dans le tableau 3.9 ; elles sont en bon accord.

$E - p_\pi^f$	$E - p_e^f$	$\delta$ -ray, données			$\delta$ -ray, MC			$\Delta\epsilon_e, \%$
$E + p_\pi^f$	$E + p_e^f$	Total	Passé	$\epsilon_e, \%$	Total	Passé	$\epsilon_e, \%$	
$> -0.5$	$< 0.$	1345	1218	$90.6 \pm 0.8$	3900	3304	$84.7 \pm 0.6$	$5.9 \pm 1.0$
$> -0.4$	$< 0.1$	1345	1261	$93.7 \pm 0.7$	3900	3698	$94.8 \pm 0.3$	$-1.1 \pm 0.8$
$> -0.3$	$< 0.2$	1345	1197	$89.0 \pm 0.8$	3900	3632	$93.1 \pm 0.4$	$-4.1 \pm 0.9$

**Tab. 3.9:** Efficacité d'identification des électrons  $\epsilon_e$  en fonction des coupures inférieure et supérieure  $(E - p)/(E + p)$  correspondant aux données et à la prédiction du Monte Carlo et la différence  $\Delta\epsilon_e$  entre eux.

## 3.6 Conclusions

Nous avons mesuré les efficacités d'identification des particules par le TRD, le PRS et le ECAL, à partir d'un échantillon de  $\delta$ -rays émis par les muons du “flat-top”.

La comparaison entre les résultats obtenus et les prédictions permet d'affecter la valeur  $2.7 \pm 1.1\%$  aux incertitudes systématiques liées à l'algorithme d'identification de particules isolées du TRD, pour les impulsions relevant de la recherche d'oscillations.

Les performances des algorithmes du TRD pour l'identification des particules non-isolées sont en bon accord avec la prédiction de Monte Carlo.

Un désaccord important a été trouvé dans la région d'énergie inférieure à 2 GeV entre les efficacités mesurée et attendue pour la coupure PRS-ECAL. Dans la région d'énergie supérieure à 2 GeV, le résultat obtenu est compatible avec les erreurs statistiques.

En ce qui concerne la coupure " $(E - p)/(E + p)$ ", un bon accord a été trouvé entre les mesures et la simulation.



# Chapitre 4

## Sélection des interactions courant chargé de neutrinos

### 4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les principes de la sélection des événements courant chargé  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC. Ces critères seront appliqués aux données expérimentales et aux événements simulés pour, en définitive, nous permettre de comparer les rapports  $N(\nu_e \text{CC})/N(\nu_\mu \text{CC})$  (dans la suite  $R_{e\mu}$ ) mesuré et attendu.

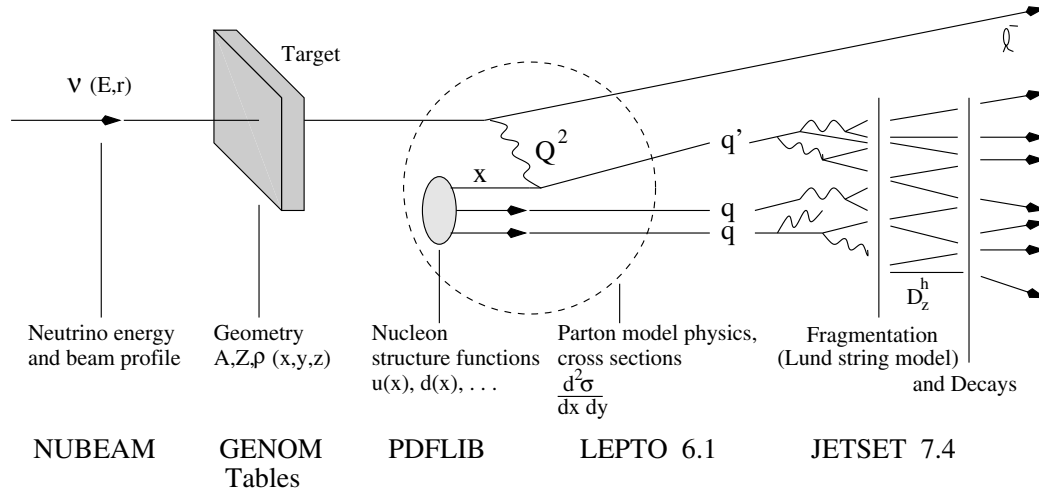
### 4.2 Les événements Monte Carlo

La simulation des interactions primaires, des interactions des particules secondaires et des réponses des sous-détecteurs permet d'optimiser les critères de sélection et d'estimer leur efficacité.

La simulation des événements Monte Carlo dans l'expérience NOMAD a été, pour des raisons pratiques, effectuée en trois étapes (voir figure 4.1) :

- **simulation du flux de neutrinos** : La simulation des collisions primaires des protons du SPS avec la cible de béryllium a été faite par un programme utilisant un modèle d'interactions hadroniques FLUKA92 [127]. Le transport ultérieur des particules secondaires dans la ligne du faisceau est effectué par





**Fig. 4.1:** Schéma de principe de la simulation des interactions par diffusion profondément inélastique dans NOMAD (de [114]).

le programme NUBEAM [128]. Ce programme est basé sur la simulation de processus physiques GEANT [102]. Les différents modes de désintégration des particules secondaires déterminent les flux de neutrinos des différentes espèces.

- **simulation des interactions de neutrinos** : Le générateur d'événements NEGLIB [129] est utilisé pour la simulation des interactions par diffusion profondément inélastique (“deep-inelastic scattering” - DIS) dans les canaux courant chargé et courant neutre. La cinématique de la diffusion des neutrinos est fondée sur un modèle de quarks-partons inclus dans LEPTO 6.1 [130]. Le mécanisme de fragmentation-hadronisation et de désintégration des partons apparus dans les particules observées est effectué par le modèle de cordes de Lund [131] en utilisant le programme JETSET 7.4 [132]. La paramétrisation de GRV-HO [133] qui est accessible dans le PDFLIB [134] est utilisée pour la distribution en densité des partons.

Les événements sont simulés en utilisant la distribution en énergie et en rayon au carré  $d^2N/dE_\nu dR^2$  correspondant au flux attendu dans le détecteur NOMAD, obtenue lors de l'étape précédente. La carte de densité du détecteur est prise en considération pour générer le point d'interaction.

- **traces des particules secondaires** : Les traces des particules secondaires et

leurs interactions dans le détecteur, les réponses des sous-détecteurs de NOMAD et la digitisation des signaux sont générés par le programme GENOM [119] fondé sur GEANT. La simulation de l'ionisation dans les couches minces et du rayonnement de transition est faite par le programme TRDSM [122].

La connaissance du flux de neutrinos incidents est une partie essentielle pour la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . Dans le but de diminuer les erreurs systématiques liées à la simulation du faisceau et en améliorer la précision, la simulation a évolué au cours du temps. Dans la section 5.6.1 nous décrivons les différents modèles de flux utilisés dans NOMAD de façon plus précise.

Cependant la simulation complète des interactions de neutrinos correspondant à chacune des prédictions de flux et la reconstruction ultérieure des événements exigeant un temps considérable de CPU, des tableaux de correction [135] ont été utilisés pour permettre d'effectuer le passage du flux prédit par FLUKA92 (utilisé à l'origine) au nouveau flux. Un poids statistique pour chacun des événements simulés étant déterminé pour chaque type de neutrinos en fonction de  $E_\nu$  et de  $R^2$ .

Pour notre analyse nous utilisons les échantillons d'événements courant chargé  $\nu_\mu$  CC,  $\bar{\nu}_\mu$  CC,  $\nu_e$  CC,  $\bar{\nu}_e$  CC et courant neutre  $\nu_\mu$  NC pour obtenir les efficacités de sélection des interactions CC et estimer le bruit de fond correspondant.

### 4.3 Les prises de données de NOMAD

La configuration du détecteur NOMAD a évolué au cours du temps. L'accumulation de données a commencé en 1994. Des problèmes concernant les chambres à dérive, n'ont pas permis que les données de 1994 soient utilisées pour l'analyse. Après réparation, en 1995 ces chambres ont été remplacées dans l'aimant. Cette opération majeure, s'est effectuée en 3 étapes successives (les prises de données s'effectuant dans différentes configurations avec 4, 8, 11 modules de chambres à dérive).

Par ailleurs, fin 1996, le onzième module de chambres à dérive a été remplacé par une cible active de silicium STAR [136] et l'acquisition de données s'est poursuivie avec 10 modules de chambres.

Enfin, en 1998 plusieurs runs courts (ce qu'on appelle “antineutrino runs” et “zero-

focusing runs”) ont été pris afin de vérifier les prédictions de flux issues du programme de simulation du faisceau. Durant les “antineutrino runs” la polarité du courant de la corne a été changée pour focaliser les particules négatives. Les “zero-focusing runs” ont été conduits sans courant dans la corne de focalisation.

Les conditions expérimentales au cours des différentes périodes de prise de données, le nombre total de déclenchements  $\bar{\nu}T_1T_2$  et le nombre de P.O.T. correspondant aux prises des données sont montrés dans le tableau 4.1 :

Année	période	modules	$\bar{\nu}T_1T_2, \times 10^6$	P.O.T., $\times 10^{18}$
1995	Mai-Juin	4	1.3	1.9
	Jul.-mi Août	8	1.8	2.8
	mi Août-Oct.	11	2.0	3.0
1996	Mai-Sep.	11	11.7	14.5
1997	Mai-Oct.	10	11.0	15.8
1998	Mai-Sep. ( $\nu$ -run)	10	14.2	12.7

**Tab. 4.1:** Conditions expérimentales pendant les différentes périodes de prise de données. Nombre total de déclenchements  $\bar{\nu}T_1T_2$  enregistrés et nombre de protons incidents sur la cible de béryllium.

## 4.4 Reconstruction des événements.

La reconstruction des événements est, elle aussi pour des raisons pratiques, organisée en plusieurs étapes :

- **filtre initial** : appliqué aux événements enregistrés dans NOMAD avec le déclenchement  $\bar{\nu}T_1T_2$  correspondant aux interactions de neutrinos [137]. Une partie de ces événements sont des muons traversant le détecteur en raison de l’inefficacité du plan de veto, du rayonnement cosmique et d’interactions de neutrinos dans l’aimant ou dans les supports ”I”. Ce filtre permet de réduire leur nombre d’un facteur 10 et de sélectionner les interactions de neutrinos dans la cible active (chambres à dérive) avec une efficacité de 99 %.

En outre, à ce stade de la reconstruction, les événements passent une coupure en “densité”. La reconstruction des événements possédant une haute densité

de hits dans les chambres à dérive demande un temps de CPU considérable pour une efficacité très moyenne. Différentes coupures ont été définies pour les éliminer, elles concernent : le nombre des hits dans la chambre à dérive du veto (dans toutes les conditions expérimentales, la chambre à dérive la plus amont est exclue du volume fiduciel), le nombre de hits moyen dans les DC, le nombre total des hits dans les DC et le nombre des hits dans le TRD. Seuls les événements pour lesquels ces nombres sont inférieurs à des valeurs prédéfinies sont reconstruits, les autres restant enregistrés à des fins de normalisation.

- **phase1 - reconstruction des traces dans les chambres à dérive** : Les trajectoires des particules chargées sont reconstruites à partir des hits des chambres à dérive. La quantité de mouvement est estimée en utilisant la technique du filtre de Kalman en tenant compte de la carte du champ magnétique, des pertes d'énergie et de la diffusion multiple dans la matière traversée. A ce stade, les pertes d'énergie sont calculées en supposant que les particules sont des pions, faute d'informations supplémentaires.
- **phase2** : Après reconstruction des différents “objets” dans les sous-détecteurs de NOMAD (les hits dans le TRD, les segments de traces dans les chambres à muons, les clusters dans ECAL, etc.), le programme de reconstruction effectue des associations de ces “objets” avec les traces des chambres à dérive. Les traces qui ont des segments dans les chambres à muons sont identifiées. Pour les traces de particules identifiées comme des électrons ou des positrons par le TRD et le ECAL, on applique un nouveau fit des traces des DC qui tient compte, cette fois, de la nature électromagnétique de la particule (électron ou non).
- **dst** : Finalement, les résultats de la reconstruction (phase1 et phase2) sont enregistrés sur DST [138] (“Data Summary Tape”) suivant une structure ZEBRA [139].

Il faut noter que la reconstruction des données et des événement simulés a été faite par la même version du programme de reconstruction RECON [120].

## 4.5 Stratégie de sélection d'interactions CC

Les données contiennent trois types d'interactions courant chargé de neutrinos : les interactions par diffusion quasi-élastique (QEL), les interactions avec formation de résonances (RES) et les interactions par diffusion profondément inélastique (DIS). Les simulations des ces trois modes de production sont disponibles dans le Monte Carlo officiel de NOMAD. Cependant, la pondération des événements de ces trois modes d'interactions n'est pas aisée. Son estimation est assez compliquée en l'absence d'une frontière précise entre les sections efficaces différentielles de production  $\frac{d\sigma}{d\nu}$  [140]. L'incertitude sur cette pondération peut engendrer une erreur systématique additionnelle sur le rapport  $R_{e\mu}$ . Pour cette raison, la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  montrée dans la suite a été faite en utilisant uniquement les interactions DIS.

Cependant, notre algorithme sélectionne aussi bien les événements DIS que des interactions RES et QEL[141], et les coupures permettant de séparer les événements DIS de QEL+RES ne seront appliquées qu'à la dernière étape de l'analyse (Sec. 4.12.3), ce qui permettra éventuellement, dans le futur, d'analyser rapidement les événements RES et QEL. Le principe des coupures de sélection des événements avec une seule trace au vertex primaire ne sera pas décrit bien que ces événements restent inclus dans nos échantillons jusqu'à la sélection finale des interaction DIS. Il faut noter que la plupart des coupures appliquées (p.e. l'identification de particules) est identique pour tout les canaux.

Les critères de sélection, qui sont appliqués aussi bien aux données qu'au Monte Carlo s'échelonnent sur plusieurs étapes :

- pré-sélection des interactions de neutrinos bien reconstruites dans le volume fiduciel de NOMAD.
- Les événements dans lesquels un  $\mu^\pm$  a été identifié sont considérés comme des candidats d'interactions de neutrinos  $\bar{\nu}_\mu$  CC. Les événements restants seront utilisés pour la sélection des interactions  $\bar{\nu}_e$  CC.
- Tout les électrons identifiés dans un événement subissent un algorithme de réjection des paires de conversion.
- Parmi les électrons restant on “choisit” (voir ci-dessous) un électron primaire.

- Estimation de l'énergie leptonique et de l'énergie du jet hadronique.
- Coupures cinématiques de rejet des bruits de fond.
- Sélection des interactions DIS.
- Enfin, séparation des événements en fonction de la charge du lepton primaire.

La minimisation des erreurs systématiques dans le rapport  $R_{e\mu}$  est assurée par une application de coupures essentiellement identiques (sauf l'identification de particules) pour les événements  $e^\pm$  et  $\mu^\pm$ . En particulier, les coupures utilisées pour réduire le fond en  $\bar{\nu}_e$  CC ont été appliquées à la sélection de  $\bar{\nu}_\mu$  CC, bien que le canal  $\nu_\mu$  CC ne soit pas affecté par un fond notable.

## 4.6 Présélection des événements

Pour notre analyse nous avons utilisé des échantillons de données et de Monte Carlo déjà reconstruits et stockés sur bandes “DST” [138] (“the official NOMAD production”). Les statistiques initiales (avant application de toute coupure) concernant les données et la simulation, dans tout les canaux d'interaction utilisés, sont résumées dans les tableaux 4.3 et 4.2.

Une partie des événements a été exclue de notre analyse pour les raisons suivantes :

- **Problèmes expérimentaux** : Les événements des données sont exclus de notre étude si ils ont été enregistrés quand un sous-détecteur ne fonctionnait pas bien ou lorsque l'information de certains des détecteurs était absente. Les runs qui ont connu des problèmes concernant le faisceau de neutrinos ne sont pas utilisés non-plus.
- **Problèmes de simulation - reconstruction** : Les événements des données et du Monte Carlo sont rejetés en cas de problème pendant leur simulation ou leur reconstruction (comme l'absence du vertex du Monte Carlo, une impulsion nulle, etc.).

### 4.6.1 Le volume fiduciel

Pour sélectionner les événements provenant d'interactions dans la cible active du détecteur, nous avons défini un volume fiduciel qui doit contenir le vertex primaire de l'interaction. (Si le nombre de vertex reconstruits dans l'événement est supérieur à 1, le vertex primaire est défini comme le vertex le plus en amont avec au moins une trace chargée d'impulsion supérieure à 0.5 GeV/c).

Pour les différentes périodes de prises des données (Sec. 4.3) ces volumes sont définis de la façon suivante :

- $|x| < 130$  cm,  $-125$  cm  $< y < 135$  cm,  $z < 405$  cm
- pour 4 modules (données 95),  $z > 262$  cm,
- pour 8 modules (données 95),  $z > 115$  cm,
- pour 11 modules (données 95 et 96),  $z > 5$  cm,
- pour 10 modules (données 97 et 98),  $z > 39$  cm,

A ce stade de la sélection, une certaine partie des événements rejetés par la coupure en “densité” (Sec. 4.4) est contenue dans les données et le Monte Carlo. De tels événements n'ont pas été reconstruits et nous les excluons par la suite. Cependant, l'estimation de l'efficacité globale de sélection tient compte de l'effet de la coupure en “densité”. Pour cette raison, dans le cas des événements simulés, les deux vertex (simulé et reconstruit) doivent se trouver dans le volume fiduciel.

Les nombres d'événements de Monte Carlo simulés et reconstruits dans le volume fiduciel<sup>1</sup> est montré dans le tableau 4.2.

L'efficacité de la reconstruction du vertex primaire (en incluant l'efficacité de la coupure en “densité”) dépend du type d'interaction et varie entre 98 % ( $\bar{\nu}_\mu$  CC) et 90 % ( $\nu_\mu$  NC).

Le nombre des événements de données sélectionnés dans le volume fiduciel est montré dans le tableau 4.3.

---

<sup>1</sup>Ici et par la suite, dans ce chapitre le flux des neutrinos issus de FLUKA92 ont été corrigés en flux issus de “Empirical parametrisation 95” [142] (voir Secs. 4.2 et 5.6.1). Le nombre d'événements simulés et l'efficacité de sélection correspondent au volume fiduciel de “11 modules”.

MONTE CARLO					
	$\nu_\mu$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$\nu_\mu$ NC
# initial	1000000	588925	722480	297223	1000000
# V.F.(vtx. sim.)	836707	309135	576862	206765	837731
# V.F.(vtx. rec.)	807850	303435	534630	197928	757463
$\varepsilon$ , %	96.5	98.1	92.7	95.7	90.4

**Tab. 4.2:** Nombre initial des interactions simulées pour les neutrinos de différentes espèces utilisés dans notre analyse. Les nombres simulés et reconstruits d'événements dans le volume fiduciel de NOMAD sont montrés. Le même nombre d'interactions  $\nu_\mu$  CC est utilisé pour la sélection de  $\nu_\mu$  CC et pour l'estimation des bruits de fond  $e^\pm$  et  $\mu^\pm$  provenant des  $\nu_\mu$  CC. L'estimation du fond  $e^\pm$  et  $\mu^\pm$  provenant des  $\nu_\mu$  NC est aussi faite à partir du même nombre initial de  $\nu_\mu$  NC pour chacune des sélections.

DONNÉES						
	1995			1996	1997	1998
	4 mod.	8 mod.	11 mod.			
# initial	96099	197562	221448	848325	1213894	754925
# V.F.	68315	123773	147349	609178	666643	489430

**Tab. 4.3:** Nombre initial des événements utilisés dans notre analyse et nombre des événements pré-sélectionnés dans le volume fiduciel dans les différentes période de pris de données.

### 4.6.2 Conditions de déclenchement

Les événements de Monte Carlo doivent produire un déclenchement “on-line” : au moins un “in time hit” doit être trouvé dans chaque plan de compteur de déclenchement et, par ailleurs, nous exigeons l'absence de hits dans le plan du veto. Cette condition réduit les échantillons d'interactions courant chargé d'environ 3 % et l'échantillon de  $\nu_\mu$  NC d'environ 17 %.

Pour des raisons techniques, les événements de données produits par un déclenchement différent du déclenchement de neutrino ( $\bar{\nu}T_1T_2$ ) peuvent être trouvés sur les bandes. Donc, nous n'utilisons pour l'analyse suivante que les événements correspondants à  $\bar{\nu}T_1T_2$ . De plus, les événements doivent être enregistrés durant l'un des deux intervalles temporels (NU1 ou NU2) correspondant au déclenchement de neutrino. La réduction de données est d'environ 0.5 % pour les prises de données 1996, 1997 et



1998. Elle est d'environ 13 %, 3 % et 1 % pour les périodes de 4, 8 et 11 modules de la prise de données 1995.

## 4.7 Sélection des candidats $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$ CC et $\bar{\nu}_e^{(-)}$ CC

La classification des événements candidats  $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$  CC et  $\bar{\nu}_e^{(-)}$  CC est fondée sur l'identification du lepton primaire  $\mu^\pm$  ou  $e^\pm$ . Donc, la qualité de l'identification du neutrino est définie par celle de l'identification du lepton et par le rejet du bruit de fond.

La recherche des interactions CC commence par la sélection des candidats  $\nu_\mu$  CC ou  $\bar{\nu}_\mu$  CC. La présence d'un muon (antimuon) pour de tels événements est exigée.

## 4.8 Sélection des candidats $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$ CC

Les muons ne peuvent être identifiés que si ils pénètrent au-delà de 8 longueurs d'interaction ( $\lambda_{int}$ ) dans la matière pour atteindre la première station des chambres à muons ou 13  $\lambda_{int}$  pour la deuxième [105].

Un candidat  $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$  CC est sélectionné si dans cet événement se trouve une trace pour laquelle les conditions suivantes sont réalisées :

- **Identification “lâche” des muons** : On exige que l'extrapolation de la trace des chambres à dérive puisse être associée au moins à une des traces reconstruites dans la première ou deuxième station des chambres à muons (les distances “critiques” d'association sont respectivement 40 cm et 50 cm).
- **Un seul muon dans l'événement** : Une seule trace doit être identifiée par le critère ci-dessus.
- **Coupure en impulsion du muon** : L'impulsion du muon mesurée dans les DC doit se trouver dans l'intervalle 2.5 GeV/c à 500 GeV/c (rappelons qu'un muon de 2.3 GeV/c, à incidence perpendiculaire, atteint les chambres à muon avec une probabilité de 50 %). Cette coupure permet de réduire le nombre des associations bruyantes entre des traces de basses impulsions et des traces parasites dans les chambres à muons.

Le nombre d'événements survivant après chacune de ces coupures ainsi que l'effet relatif de chaque coupure  $\varepsilon = N^{apres}/N^{avant}$  sont indiqués dans le tableau 4.4<sup>2</sup>. Les efficacités globales de sélection estimées à partir des nombres des vertex simulés dans le volume fiduciel seront particulièrement noter dans la suite.

L'efficacité de sélection des interactions courant chargé dans le volume fiduciel est 81 % pour les  $\nu_\mu$  CC et 86.7 % pour les  $\bar{\nu}_\mu$  CC.

	$\nu_\mu$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\nu_\mu$ NC	1995	1996	1997	1998
“lâche” ID $\mu$	690249	271839	11656	86338	362892	381950	279557
$\varepsilon$ , %	88.0	93.4	1.8	59.3	59.8	57.7	57.4
1 muon	680792	269063	11537	85186	358519	377529	276295
$\varepsilon$ , %	98.6	99.0	99.0	98.7	98.8	98.8	98.8
$P_\mu > 2.5$ GeV/c	677747	268163	10788	84707	356858	375461	274860
$\varepsilon$ , %	99.6	99.7	93.5	99.4	99.5	99.5	99.5

**Tab. 4.4:** Sélection des interactions  $\nu_\mu$  CC et  $\bar{\nu}_\mu$  CC. Identification de muons.

A ce stade de la sélection le bruit de fond  $\mu^\pm$  provient des interactions  $\nu_\mu$  NC : il s'agit de muons produits dans les désintégrations de  $\pi^\pm$  et de  $K^\pm$  ou des hadrons de haute énergie atteignant les chambres à muons. L'estimation de la contamination de l'échantillon  $\nu_\mu$  CC à partir des interactions  $\nu_\mu$  NC est inférieure à 1 %. Les coupures cinématiques permettront de réduire ce nombre.

## 4.9 Sélection des candidats $\bar{\nu}_e^{(-)}$ CC

La sélection des candidats  $\bar{\nu}_e^{(-)}$  CC se fait à partir des événements ne comportant aucun muon. L'identification des électrons est basée sur les informations du TRD, du PRS, du ECAL et du HCAL. Un électron au moins doit être trouvé dans ces candidats. La sélection de l'électron primaire est effectuée après rejet des électrons de conversion de gammas.

La source principale de bruit de fond pour des interactions  $\bar{\nu}_e^{(-)}$  CC provient des interactions  $\nu_\mu$  NC et  $\nu_\mu$  CC (le faisceau étant largement dominé par les  $\nu_\mu$ ) avec un

<sup>2</sup>Ici et dans la suite de ce chapitre sont montrés le nombre des événements de données 1995 au cours de la période de “11 modules DC”.

muon non-identifié . Dans de tels événements des électrons et des hadrons venant du jet hadronique peuvent simuler des électrons primaires. Leur nombre sera réduit par les coupures cinématiques.

#### 4.9.1 Veto de muon

Pour assurer l'absence de muon dans l'événement on exige les conditions suivantes :

- **Rejet des événements comportant un muon** : absence d'association entre les traces dans les DC et les projections des traces reconstruites dans les chambres à muons.
- **Veto sur le nombre de hits dans les chambres à muons** : pour des muons d'impulsion supérieure aux seuils et se trouvant dans l'acceptance géométrique des chambres à muons, la probabilité de détecter au moins 2 hits de muon est environ 98 %. Si le nombre des hits dans chaque projection X et Y des chambres à muons autour d'une trace extrapolée depuis les DC (à une distance de  $\lesssim 20$  cm) est supérieur à 2, cet événement est rejeté.

L'effet de ces coupures sur les données et le Monte Carlo est montré dans le tableau 4.5.

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
$\mu$ réjec.	620336	94328	509968	188747	59305	244139	280357	207109
$\varepsilon$ , %	98.2	12.0	97.7	98.2	40.7	40.2	42.3	42.6
Veto $N_{hits}$	614451	90595	504144	187716	57861	234567	268369	199805
$\varepsilon$ , %	99.1	96.0	98.9	99.5	97.6	96.1	95.7	96.5

**Tab. 4.5:** Sélection de  $\nu_e$  CC et de  $\bar{\nu}_e$  CC. Nombre des événements après le veto de muon.

Les échantillons de données après la première coupure sont le complément des échantillons d'événements de  $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$  CC après identification du muon. La fraction des événements simulés en  $\nu_\mu$  CC passant la première coupure est environ 12 %. Ce nombre s'explique par l'acceptance des chambres à muons et par le nombre de muons de basse impulsion.

### 4.9.2 L'identification des électrons dans le TRD

Les événements  $\nu_e$  CC doivent comporter au moins un électron identifié par le TRD. Il faut rappeler ici que les tubes du TRD sont tous verticaux et que deux particules dont les projections des trajectoires dans le plan horizontal se croisent pourront traverser un même tube. Le cas est assez fréquent (30 % des événements  $\nu_e$  CC). L'identification des électrons tient donc compte de la topologie de l'événement. En fonction de celle-ci, on sera amené à utiliser différents algorithmes (voir Sec. 3.4.1).

#### – L'identification d'électrons isolés dans le TRD

Au-dessus de 50 GeV/c, la probabilité d'émission de rayonnement de transition par des  $\mu$  cesse d'être négligeable. L'identification par le TRD cesse donc d'être applicable et elle se fait alors uniquement à partir des informations PRS-ECAL. Au-dessous de 50 GeV/c, une particule est considérée comme un électron (positron) si l'efficacité de détection des pions par le TRD -  $\varepsilon_\pi$  se trouve dans l'intervalle  $0 \leq \varepsilon_\pi < 0.001$  [110, 113]. L'efficacité de détection des électrons est supérieure à 90 % pour cette valeur de  $\varepsilon_\pi$ , dans l'intervalle d'impulsion 1-50 GeV/c.

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# éven.	239600	36699	467498	177278	21612	95503	100930	72610
$\varepsilon$ , %	39.0	40.5	92.7	94.4	37.3	40.7	37.6	36.3

**Tab. 4.6:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC par l'algorithme du TRD appliqué aux traces isolées.

Si l'impulsion de la trace est supérieure à 50 GeV/c, celle-ci est provisoirement considérée comme un électron (positron), pour des raisons physiques : compte tenu des spectres de neutrinos incidents, c'est un  $e^\pm$  primaire avec une haute probabilité. Néanmoins l'identification définitive de cette trace sera déterminée par le PRS et le ECAL.

Les nombres absolus et relatifs de traces de  $e^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $\pi^\pm$  et de protons identifiés comme des électrons par cet algorithme sont montrés dans le tableau 4.13 pour chacun des échantillons  $\nu_e$  CC,  $\bar{\nu}_e$  CC,  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_\mu$  NC. A ce stade de sélection, la pureté de l'échantillon sélectionné de  $e^\pm$  est  $\sim 85\%$  pour les  $\nu_e$  CC et  $\sim 68\%$  pour les  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_\mu$  NC.

L'influence de cette identification sur les différents types d'événements est résumée dans le tableau 4.6.

– **L'identification de traces non-isolées dans le TRD**

Dans le cas où la trace du candidat électron a des hits commun avec une autre trace, on utilise des algorithmes différents suivant le nombre de ces hits. Lorsque leur nombre est supérieur à 3, on applique pour cette trace l'algorithme d'identification "trace non-isolée" [110, 121] (tableau 4.7).

L'application de cet algorithme réduit le nombre des hadrons  $K^\pm$  et  $\pi^\pm$  mal identifiés de  $\sim 40\%$  avec une diminution d'efficacité d'électrons en  $\sim 4\%$  (tableau 4.13).

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	227231	34870	460330	175028	20767	91741	96831	69710
$\varepsilon$ , %	94.8	95.0	98.5	98.7	96.1	96.1	95.9	96.0

**Tab. 4.7:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC. Algorithme d'identification "trace non-isolée" du TRD

– **L'identification "tronquée"**

Lorsque le nombre de hits communs est inférieur à 4, on utilise un troisième algorithme, dit "tronqué" [110, 121]. Celui-ci est basé sur la seule information provenant des hits non-communs (tableau 4.8).

La réduction du nombre des  $K^\pm$  et des  $\pi^\pm$  est d'environ 10 % sans perte significative d'efficacité pour les électrons (tableau 4.13). A ce stade de sélection la pureté obtenue de l'échantillon d'électrons est  $\sim 89\%$  pour des  $\nu_e$  CC et  $\sim 74\%$  pour des  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_\mu$  NC.

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	221975	34115	457883	174273	20398	90132	95045	98.2
$\varepsilon$ , %	97.9	97.8	99.5	99.6	98.2	98.3	98.2	98.1

**Tab. 4.8:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC. Algorithme "tronqué" du TRD.

### 4.9.3 L'association DC-ECAL

Chaque trace chargée identifiée comme un électron dans le TRD doit être associée à un cluster d'énergie déposée dans le ECAL : en effet, en verra à la section 4.11.2 que l'estimation de l'énergie des électrons est faite à partir de l'énergie mesurée dans le ECAL plus précise que celle déduite de l'impulsion mesurée dans les DC. D'autre part ce détecteur joue un rôle nécessaire dans l'identification des électrons et le rejet des pions. En absence d'association DC-ECAL cette trace est rejetée.

Cette coupure rejette environ 80 % (tableau 4.13) des protons de basse impulsion identifiés comme électrons par le TRD (ces protons se situent dans la région de remontée du  $dE/dx$  et ils peuvent ainsi simuler le comportement d'un électron dans le TRD). De plus, elle rejette les électrons sortant du volume fiduciel du ECAL.

L'effet de ces coupures est montré dans le tableau 4.9.

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	170790	26659	435509	167475	13995	61788	63825	46029
$\varepsilon$ , %	76.8	78.1	95.1	96.1	68.6	68.5	67.1	67.3

**Tab. 4.9:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC par l'association DC-ECAL.

### 4.9.4 Rejet des $\pi$ par le preshower-ECAL

Une amélioration de la pureté des échantillons de  $e^\pm$  peut être obtenue en utilisant la correspondance entre les énergies déposées par le candidat électron dans le preshower et dans le ECAL. Les gerbes de pions sont partiellement rejetées par la condition 3.4 établie en faisceau test [125, 115] et décrite à la section 3.5.2.

L'effet de cette coupure est résumé dans le tableau 4.10.

A ce stade de sélection, la pureté obtenue de l'échantillon des électrons est  $\sim 97\%$  pour les  $\bar{\nu}_e^{(-)}$  CC (voir tab. 4.13).

### 4.9.5 La coupure sur le rapport $(E - p)/(E + p)$

Cette coupure est basée sur le fait qu'un électron, contrairement à un hadron, dépose toute son énergie dans le ECAL. On doit donc observer, dans le cas des

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	143782	22322	415000	160439	11505	48650	49057	36029
$\varepsilon$ , %	84.2	83.7	95.3	95.8	82.2	78.7	76.9	78.3

**Tab. 4.10:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC par la coupure exigeant la correspondance entre des énergies mesurées dans le PRS et le ECAL.

électrons un meilleur accord entre l’impulsion mesurée dans les DC et l’énergie mesurée par le ECAL, que dans le cas des pions. Une bonne variable pour permettre la détermination est :  $(E - p)/(E + p)$ . Ce critère simple a priori, se complique dans NOMAD du fait d’effets expérimentaux (voir [124]). Il peut être amélioré [124] en demandant que la variable  $(E - p)/(E + p)$  soit comparée à deux coupures : l’une inférieure  $\Delta_1$  dans l’hypothèse pion et l’autre supérieure  $\Delta_2$  dans l’hypothèse électron :

1.  $\Delta_1 = (\mathbf{E} - \mathbf{p}_\pi^f)/(\mathbf{E} + \mathbf{p}_\pi^f)$ , où  $p_\pi^f$  est l’impulsion de la trace (ajustée comme un pion) au niveau du premier hit des DC, tandis que  $E$  est l’estimation d’énergie par le ECAL obtenue en utilisant l’algorithme “bremsstrahlung strip” [126].

L’impulsion  $p_\pi^f$  est normalement sous-estimée pour les électrons réels en raison du fait que la perte d’énergie dans l’ajustement en pion est infime. D’autre part, celui donne une estimation non-biaisée de l’impulsion d’un pion réel.

Par contre, l’énergie  $E$  mesurée dans le ECAL est une estimation non-biaisée de l’énergie des électrons, tandis que pour les pions celle-ci est normalement sous-estimée.

Dans le cas idéal, on attend donc  $\Delta_1 = 0$  pour des électrons et  $\Delta_1 = -1$  pour des pions. Ces deux effets permettent d’envisager une séparation électron-pion basée sur la variable inférieure  $\Delta_1$ .

2.  $\Delta_2 = (\mathbf{E} - \mathbf{p}_e^f)/(\mathbf{E} + \mathbf{p}_e^f)$ , où  $p_e^f$  est l’impulsion de la trace (ajustée comme un électron) au niveau du premier hit des DC.

Cette coupure supérieure permet de se prémunir contre le recouvrement de clusters des pions (énergie mesurée dans des cellules du ECAL partagées avec d’autres traces). Dans le cas des recouvrements, l’énergie de la particule mesurée dans le ECAL est surestimée et supérieure à son impulsion (à limite on peut avoir  $E \gg p$  et  $\Delta_2 \rightarrow 1$ ). Nous rejetons ces traces en utilisant l’impulsion

calculée dans l'hypothèse électron.

Pour les coupures inférieure et supérieure nous exigeons respectivement  $-0.1 < \Delta_1$  et  $0.4 > \Delta_2$ . Leur effet est de réduire le nombre de protons ( $K^\pm$  et  $\pi^\pm$ ) mal identifiés d'environ 80% (70%) dans chacun des échantillons simulés. La réduction des  $e^\pm$  est  $\sim 26\%$  (tableau 4.13).

L'effet de la coupure  $(E - p)/(E + p)$  est montré dans le tableau 4.11.

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	119657	18664	377927	146350	8806	37094	36392	26938
$\varepsilon$ , %	83.4	83.3	91.1	91.2	76.5	76.2	74.2	74.8

**Tab. 4.11:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC par la coupure en  $(E - p)/(E + p)$ .

#### 4.9.6 Veto pour l'association DC-HCAL

La probabilité d'atteindre le calorimètre hadronique pour des électrons est négligeable. Nous avons donc imposé une condition supplémentaire en exigeant qu'à l'endroit où l'extrapolation de la trace du candidat électron atteint le HCAL, il n'y ait pas de dépôt d'énergie. Cette coupure rejette environ 20 % des hadrons mal identifiés et ne réduit pas sensiblement l'échantillon  $e^\pm$  (tableau 4.13).

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	118604	18435	374711	145204	8661	36571	35813	26539
$\varepsilon$ , %	99.1	99.1	99.2	99.2	98.4	98.6	98.4	98.5

**Tab. 4.12:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC par la coupure HCAL

#### 4.9.7 Résultat final de l'identification d'électrons

Le nombre de traces identifiées comme des électrons, l'efficacité des coupures et la pureté des échantillons sélectionnés sont résumés pour chaque coupure dans le tableau 4.13. La pureté des échantillons  $e^\pm$  obtenue en appliquant toutes les coupures de sélection d'électrons est environ 99 % pour des interactions  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC. Pour des échantillons de bruit de fond  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_\mu$  NC elle a été trouvée égale  $\sim 97.5\%$



L'efficacité totale de sélection d'électrons estimée à partir du nombre d'interactions simulées dans le volume fiduciel est 65 % pour les  $\nu_e$  CC, 70.2 % pour les  $\bar{\nu}_e$  CC. La fraction des événements du bruit de fond dans lesquels un électron (positron) a été trouvé est 14.2 % pour les  $\nu_\mu$  NC et 2.2 % pour les  $\nu_\mu$  CC.

## 4.10 Sélection du lepton primaire

A cette étape de la sélection, le bruit de fond dominant provient de processus qui créent de “faux” leptons primaires. Il est constitué d'électrons réels venant de conversions, de la désintégration de muons, de Dalitz de  $\pi^0$  ou de  $\eta$ , de la diffusion Compton de photons, des désintégrations de  $K^-$  et  $K^0$ , etc. La source principale des électrons de bruit de fond provient des électrons de conversion de gamma  $\gamma \rightarrow e^-e^+$  provenant essentiellement de la désintégration  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Avant la sélection finale d'un électron primaire nous avons donc appliqué deux coupures contre ces électrons de conversion : une coupure pour le rejet des électrons issus d'une conversion symétrique et une coupure sur la distance entre le vertex primaire reconstruit et le début de la trace du candidat lepton primaire (contre les conversions asymétriques). Une fois effectuée la sélection de l'électron primaire, on applique une deuxième coupure contre les électrons de conversion.

### 4.10.1 Rejet des électrons de conversion

La coupure contre les électrons de conversion est basée sur la cinématique de la conversion et sur sa topologie.

Nous considérons comme conversion toute paire  $e^+e^-$  associée à un vertex reconstruit  $V^0$  [143]. Toutes les combinaisons des  $e^\pm$  avec des traces de charge opposée identifiées comme électron par le TRD sont considérées comme des candidates pour les conversions.

Le rejet des électrons de conversion est effectué en utilisant un réseau de neurones basé sur JetNet-3.0 [144]. L'algorithme a été “entraîné” sur un échantillon de conversions sélectionné dans les données  $\nu_\mu$  CC.

MC	$e^\pm$		protons		$\pi^\pm, K^\pm$		pureté, %
	# traces	$\varepsilon$ , %	# traces	$\varepsilon$ , %	# traces	$\varepsilon$ , %	
L'identification isolés dans le TRD							
$\nu_e$ CC	919705	42.7	59411	10.3	100516	4.5	85.2
$\bar{\nu}_e$ CC	379251	44.2	16178	10.9	30854	4.1	89.0
$\nu_\mu$ CC	50711	26.1	10393	9.4	13338	2.6	68.1
$\nu_\mu$ NC	332039	27.0	68510	10.2	84194	3.1	68.5
L'identification non-isolés dans le TRD							
$\nu_e$ CC	885227	96.2	52551	88.5	61348	61.0	88.6
$\bar{\nu}_e$ CC	366866	96.7	14757	91.2	19150	62.1	91.5
$\nu_\mu$ CC	47944	94.5	9449	90.9	8100	60.7	73.2
$\nu_\mu$ NC	313814	94.5	62865	91.8	48958	58.1	73.7
L'identification "tronquée" dans le TRD							
$\nu_e$ CC	875527	98.9	49587	94.3	54988	89.6	89.3
$\bar{\nu}_e$ CC	363388	99.1	13929	94.4	17235	90.0	92.1
$\nu_\mu$ CC	47003	98.0	8976	95.0	7271	89.8	74.3
$\nu_\mu$ NC	307885	98.1	60057	95.5	43556	90.0	74.8
La association DC-ECAL							
$\nu_e$ CC	784609	89.6	8988	18.1	44296	80.6	93.6
$\bar{\nu}_e$ CC	326835	89.9	2120	15.2	13616	79.0	95.4
$\nu_\mu$ CC	40638	86.5	1217	13.6	5737	78.9	85.4
$\nu_\mu$ NC	265257	86.2	7383	12.3	35375	81.2	86.1
Le rejet de $\pi$ par le preshower-ECAL							
$\nu_e$ CC	712961	90.9	4029	44.8	19271	43.5	96.8
$\bar{\nu}_e$ CC	299334	91.6	1002	47.3	6181	45.4	97.7
$\nu_\mu$ CC	34455	84.8	522	42.9	2279	39.7	92.5
$\nu_\mu$ NC	226000	85.2	3258	44.1	14108	39.9	92.9
La coupure $(E - p)/(E + p)$							
$\nu_e$ CC	526644	73.9	860	21.3	5733	29.7	98.8
$\bar{\nu}_e$ CC	217229	72.6	236	23.6	1900	30.7	99.0
$\nu_\mu$ CC	25590	74.3	110	21.1	692	30.3	97.0
$\nu_\mu$ NC	163599	72.4	670	20.6	4163	29.5	97.1
Le veto pour l'association DC-HCAL							
$\nu_e$ CC	521445	99.0	692	80.5	4750	82.9	99.0
$\bar{\nu}_e$ CC	214966	99.0	186	78.8	1596	84.0	99.2
$\nu_\mu$ CC	25393	99.2	97	88.2	554	80.1	97.5
$\nu_\mu$ NC	162231	99.2	571	85.2	3329	80.0	97.7

**Tab. 4.13:** Efficacité de l'identification d'électrons estimée pour chacun des échantillons simulés utilisés pour la sélection  $\nu_e^{(-)}$  CC. Nombres absolu et relatif de  $e^\pm$  identifiés, de  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  et de protons mal identifiés sont montrés à chaque étape de la procédure. La pureté d'identification définie comme  $N_{e^\pm}/N_{tot}$ .

Les variables suivantes ont été utilisées (les coupures utilisées pour un réseau de neurones ne sont pas définies strictement, cependant nous indiquons leur valeur approximative) :

- La distance minimum entre les deux traces des candidats de conversion est calculée en effectuant une extrapolation linéaire. Les paires sélectionnées ont normalement une distance minimale inférieure à 1 cm et une distance entre le premier hit de chaque trace et le point de distance minimum inférieure à 50 cm.
- Pour chacune des paires candidates nous calculons une coplanarité définie de la façon suivante :

$$copl = \frac{([\vec{p}_1^f \times \vec{p}_2^f] \cdot \vec{n}_y)}{|\vec{p}_1^f| \cdot |\vec{p}_2^f|}, \quad (4.1)$$

où  $\vec{p}_1^f$  et  $\vec{p}_2^f$  sont les impulsions de candidats au niveau du dernier hit des chambres à dérive et où  $\vec{n}_y$  est le vecteur unitaire porté par  $OY$ . Cette valeur est normalement inférieure à 0.3 pour les conversions.

- La masse invariante des candidats de conversion est calculée en assignant la masse de l'électron à chacune des deux particules. Les paires de conversion ont une masse invariante inférieure à 100 MeV.

Le résultat de la sélection utilisant le réseau de neurones basé sur les variables précédentes est montré dans le tableau 4.14.

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	44283	6918	332907	131416	4716	19239	19086	13961
$\varepsilon$ , %	37.2	37.5	88.8	90.5	54.5	52.6	53.3	52.6

**Tab. 4.14:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC. Rejet des électrons de conversion.

#### 4.10.2 Coupure “lâche” en distance Trace-Vertex

Pour rejeter le bruit de fond provenant des électrons de conversion asymétrique nous avons appliqué une coupure exigeant que le début de la trace du candidat lepton primaire soit proche du vertex reconstruit.

La distance  $\Delta z$  est définie comme la distance entre le premier hit du candidat lepton primaire et le vertex primaire. A cause de la grande sensibilité de l'efficacité

de sélection en fonction de cette coupure, nous avons appliqué une coupure “lâche” :  $\Delta z < 200$  cm en conservant la possibilité de l’optimiser en fin de sélection. Cette coupure est appliquée pour chaque candidat lepton. Si, après coupure, aucun candidat ne subsiste, l’événement est rejeté.

Comme indiqué dans le tableau 4.15, cette condition en apparence très faible réduit d’environ 80 % de bruit de fond de  $\nu_\mu$  CC et de  $\nu_\mu$  NC.

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	9175	1614	309656	124256	1798	7754	7959	5743
$\varepsilon$ , %	20.7	23.3	93.0	94.6	38.1	40.3	41.7	41.1

**Tab. 4.15:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC. Coupure “lâche” en distance Trace-Vertex.

Il faut noter que la trace d’un électron identifié peut être brisée en plusieurs segments lors de la procédure de reconstruction, en raison d’émission de photons de bremsstrahlung. Seul le segment le plus en aval est alors affecté du label “électron”. Cette trace serait alors très vraisemblablement rejetée par la coupure en distance. Dans le but d’augmenter l’efficacité de sélection de cette coupure en distance nous avons donc appliqué un algorithme de “réparation” des traces. La procédure de réparation fait appel à la nature du vertex du segment, à la distance entre les dernier et premier hits des deux segments et à la différence entre leurs angles et impulsions. Si les segments satisfont aux conditions définies [124], l’ensemble de ces segments est désormais considéré comme faisant partie de la même trace. Cette procédure augmente l’efficacité de la coupure en distance pour les  $\nu_e$  CC de 40 %.

Afin de conserver des conditions similaires pour la sélection des interaction  $\bar{\nu}_e^{(-)}$  CC et  $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$  CC ces coupures de rejet de conversion et en distance Trace-Vertex ont été appliquées aux candidats  $\mu^\pm$ . Les efficacités de ces coupures et les nombres d’événements restant sont montrés dans les tableaux 4.16 et 4.17. Comme on peut voir, l’effet de ces coupures est presque nul sur les  $\nu_\mu$  CC et les  $\bar{\nu}_\mu$  CC, mais réduit le bruit de fond de  $\nu_\mu$  NC d’environ 8 %.

	$\nu_\mu$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\nu_\mu$ NC	1995	1996	1997	1998
# évén.	621567	252455	9188	77398	328912	345800	253376
$\varepsilon$ , %	99.5	99.4	92.6	99.2	99.3	99.3	99.3

**Tab. 4.16:** Sélection de  $\nu_\mu$  CC et  $\bar{\nu}_\mu$  CC. Rejet des conversions.

	$\nu_\mu$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\nu_\mu$ NC	1995	1996	1997	1998
# évén.	620261	251121	8399	75120	322138	338303	247480
$\varepsilon$ , %	99.5	99.5	91.4	97.1	97.9	97.8	97.7

**Tab. 4.17:** Sélection de  $\nu_\mu$  CC et  $\bar{\nu}_\mu$  CC. Coupure “lâche” en distance Trace-Vertex.

### 4.10.3 Extrapolation linéaire au ECAL

La meilleure estimation de l'énergie de l'électron est donnée par le calorimètre ECAL et l'algorithme “bremsstrahlung strip” (Sec. 4.11.2) qui améliore la mesure de l'énergie de l'électron en collectant les énergies de tout les photons qu'il a émis. Si des photons s'échappent du volume fiduciel l'énergie de l'électron est sous-estimée. Pour cette raison, nous avons demandé que les extrapolations linéaires du début et de la fin de la trace restent dans le volume actif du ECAL. Cette coupure réduit le nombre des événements  $\bar{\nu}_e^{(-)}$  CC de données de  $\sim 8$  % (tableau 4.18). Cette coupure a été appliquée aux  $\mu^\pm$  des  $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$  CC pour assurer les mêmes acceptances (tableau 4.19).

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	8524	1520	292127	117624	1659	7136	7503	5324
$\varepsilon$ , %	93.2	94.2	94.3	94.7	92.3	92.0	92.6	92.7

**Tab. 4.18:** La sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC. Extrapolation linéaire au ECAL.

### 4.10.4 Choix d'un électron primaire

A la suite de l'identification des électrons et du rejet des conversions, environ 2 % des événements de l'échantillon  $\bar{\nu}_e^{(-)}$  CC ont plus d'un candidat électron. Nous avons étudié sur des événements Monte Carlo quatre critères permettant de choisir l'électron primaire :

	$\nu_\mu$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\nu_\mu$ NC	1995	1996	1997	1998
# évén.	587219	238166	7924	70871	304746	320085	234555
$\varepsilon$ , %	94.9	94.8	94.4	94.3	94.6	94.6	94.8

**Tab. 4.19:** Sélection de  $\nu_\mu$  CC et  $\bar{\nu}_\mu$  CC. Extrapolation linéaire au ECAL.

1. l'électron de plus grande impulsion initiale (l'électron primaire a été identifié correctement dans 84 % des événements) ;
2. l'électron choisi est le plus proche du vertex primaire (76 %) ;
3. l'électron sélectionné a la plus grande impulsion transverse (91 %) ;
4. l'électron est celui qui est le plus isolé du jet hadronique (85 %).

Donc, nous avons utilisé le troisième critère qui est le plus efficace.

Un deuxième algorithme [124] de rejet des conversions est alors appliqué aux événements survivants : parmi toutes les traces de charge opposée à celle de la trace du candidat on choisit la plus coplanaire (Eq. 4.1) avec la trace du candidat, sans aucune condition d'identification. On applique alors une coupure à deux dimensions : distance entre les premiers hits de ces deux traces et leur masse invariante. Le résultat est montré dans le tableau 4.20.

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	4878	951	283364	114575	1322	5566	5785	4203
$\varepsilon$ , %	57.0	62.9	97.0	97.4	79.7	78.0	78.5	78.9

**Tab. 4.20:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC. Effet de la deuxième coupure contre les électrons de conversions.

Cette coupure a été aussi appliquée aux  $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$  CC. Le nombre des événements a été réduit d'environ 3 % dans les données et les échantillons simulés de  $\nu_\mu$  CC et  $\bar{\nu}_\mu$  CC. La réduction de bruit de fond de  $\nu_\mu$  NC atteint 11 %.

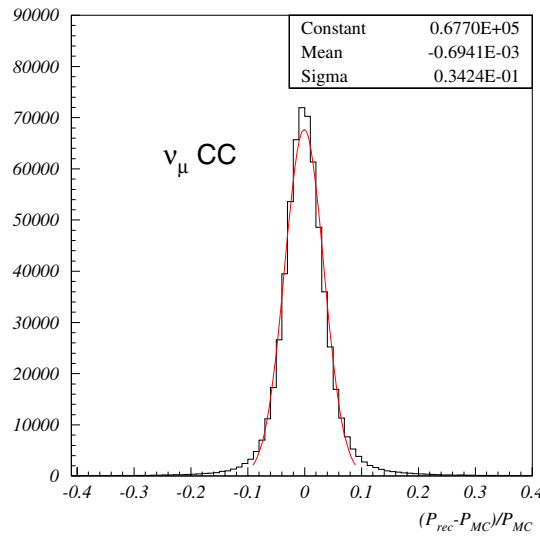
## 4.11 Estimation de l'énergie du neutrino

L'estimation de l'énergie du neutrino incident de l'interaction courant chargé est définie comme la somme de l'énergie du lepton primaire et de l'énergie du jet ha-

dronique<sup>3</sup>. La qualité de la mesure de chacune influe sur la précision de l'énergie reconstruite pour le neutrino (énergie visible totale).

#### 4.11.1 Estimation de l'énergie du muon primaire

Pour les événements  $\bar{\nu}_\mu$  CC l'énergie et la direction du muon primaire sont obtenues en utilisant l'impulsion au premier hit de sa trace dans les chambres à dérive. Comme on peut le voir (figure 4.2), la résolution en impulsion  $(P_{rec} - P_{MC})/P_{MC}$  est d'environ 3 % pour les événements simulés  $\nu_\mu$  CC et sa distribution est bien centrée.



**Fig. 4.2:** Résolution en impulsion du muon primaire dans les événements simulés  $\nu_\mu$  CC.

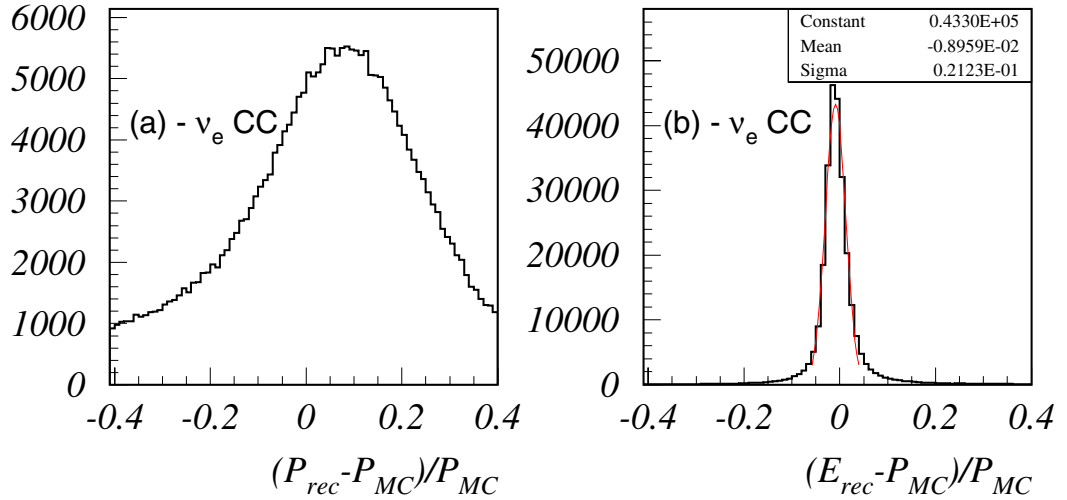
#### 4.11.2 Estimation de l'énergie de l'électron primaire

A cause des pertes d'énergie importantes de l'électron par émission de photons de bremsstrahlung, la résolution en énergie obtenue en utilisant l'impulsion (le fit électron) n'est pas suffisante. La dispersion est large et la distribution n'est pas centrée en zéro (figure 4.3(a)).

<sup>3</sup>Il faut noter que l'existence d'une inclinaison ( $2^\circ 26' 12''$ ) entre la ligne de faisceau et le système des coordonnées de détecteur exigent de faire tous les calculs dans le système des coordonnées du faisceau.

La meilleure estimation de l'énergie des électrons est obtenue par l'algorithme “bremsstrahlung strip” [126] qui tient compte de l'énergie des électrons et des photons de bremsstrahlung mesurés dans le calorimètre électromagnétique. L'énergie déterminée par cet algorithme après corrections [145] présente une bonne résolution d'environ 2 % et la distribution  $(E_{rec} - P_{MC})/P_{MC}$  est bien centrée en zéro (figure 4.3(b)).

Par ailleurs, nous avons choisi de définir la direction de l'électron primaire par la direction de son impulsion calculée en utilisant le fit “électron” au premier hit de trace.



**Fig. 4.3:** Résolution en énergie de l'électron primaire dans les événements simulés  $\nu_e$  CC obtenue en utilisant l'impulsion de l'électron (a) et son énergie (b).

### 4.11.3 Estimation de l'énergie hadronique

Pour calculer l'énergie hadronique tout les objets physiques trouvés dans l'événement (traces chargées, clusters dans les ECAL, clusters dans le HCAL, etc.) sont classés en “particle objects” - PO [146]. Un algorithme optimisé sur le Monte Carlo permet de décider quels PO vont être utilisés pour le calcul de l'énergie. Une description précise de cet algorithme peut être trouvée dans [123], ici nous énumérons les



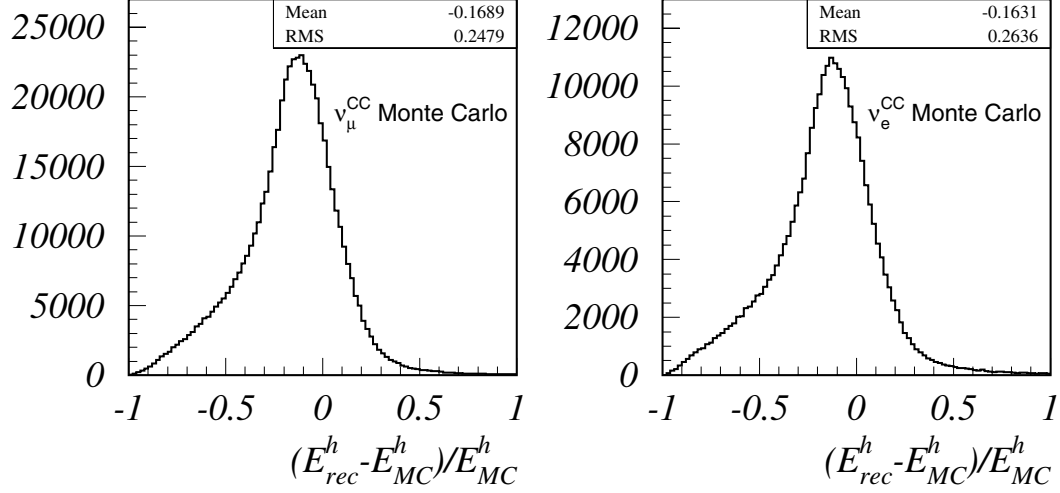
objets qui sont inclus ou exclus de notre calcul.

- On utilise les PO suivants :
  - les traces chargées venant du vertex primaire, sauf la trace du lepton primaire qui a été déjà définie ;
  - les traces chargées venant des vertex secondaires  $V_0$  (conversions de gammas, désintégrations de hadrons neutres) ;
  - les traces chargées venant des vertex de conversions asymétriques si leur extrapolation linéaire est proche du vertex primaire ;
  - tous les clusters restant dans le ECAL (parce que non associés avec des traces chargées) sont étiquetés comme des photons provenant du vertex primaire. La droite que les relie au vertex primaire nous donne la direction de leur impulsion. Si l'énergie du cluster est supérieure à 100 MeV et si elle se trouve en temps par rapport au déclenchement de l'événement, elle est ajoutée à l'énergie totale hadronique.
- En revanche, ne sont pas pris en considération les PO suivants :
  - les traces chargées, dont l'impulsion a été probablement mal reconstruites. Par exemple, une trace est exclue du calcul si le nombre de ses hits dans les DC est inférieur à 12 car alors l'erreur de reconstruction de l'impulsion est considérable. Les traces d'impulsion supérieure à 500 GeV/c ne sont pas utilisées non plus ;
  - tous les PO (cluster neutres dans le ECAL, électrons de conversion) qui ont été déjà utilisés pour calculer l'énergie de bremsstrahlung ;
  - la mauvaise résolution spatiale et en énergie du HCAL, affecte la reconstruction de l'énergie et de la direction des hadrons neutres (neutron,  $K_L^0$ ). Pour cette raison, l'inclusion de ces PO a détérioré la reconstruction de l'énergie totale de l'événement. Les hadrons neutres enregistrés par le HCAL ont donc été exclus du calcul de l'énergie totale.

Comme l'énergie des hadrons neutres enregistrés dans le HCAL n'a pas été prise en compte pour le calcul de l'énergie du jet hadronique, les événements pour lesquels leur somme est supérieure à 10 GeV, sont rejetés . L'effet de cette coupure est montré dans le tableau 4.21 pour la sélection des  $\bar{\nu}_e$  CC. Pour la sélection des  $\bar{\nu}_\mu$  CC la réduction du

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# init.	4089	815	273175	111743	1189	4977	5122	3767
$\varepsilon$ , %	86.5	87.2	96.7	98.1	92.8	93.0	92.3	93.4

**Tab. 4.21:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC. Coupure en énergie neutres mesurée dans le HCAL.



**Fig. 4.4:** Résolution en énergie hadronique obtenue pour des interactions  $\nu_\mu$  CC (à gauche) et  $\nu_e$  CC (à droite)

nombre des événements est d'environ 3 % sur les données et les échantillons simulés. Pour le bruit de fond  $\nu_\mu$  NC cette valeur est supérieure à 12 %.

La meilleure estimation de la valeur de l'énergie hadronique est donc obtenue par la somme des modules des impulsions. La direction du jet hadronique est déterminée par la direction du vecteur total des impulsions de toutes les particules incluses dans le calcul.

La résolution en énergie hadronique  $(E_{rec}^h - E_{MC}^h)/E_{MC}^h$  est estimée en utilisant des événements simulés  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC (voir figure 4.4). La différence entre les énergies reconstruite et simulée est environ 17 %.

La description des différents procédés de calcul de l'énergie totale visible et les erreurs systématiques liées à ce calcul seront présentées dans le chapitre suivant (Sec. 5.8.1).

## 4.12 Coupures finales

Trois coupures ont été appliquées en fin de sélection. Deux d’entre elles sont utilisées contre le bruit de fond, la troisième sélectionne les interactions par diffusion profondément inélastique.

### 4.12.1 Coupure “stricte” en distance Trace-Vertex

Une coupure “stricte” en distance Trace-Vertex a été appliquée pour se prémunir contre les conversions asymétriques en exigeant une distance entre le lepton primaire sélectionné et le vertex primaire inférieure à 15 cm. L’effet de cette coupure est montré dans le tableau 4.22 pour les  $\bar{\nu}_e$  CC et dans le tableau 4.23 pour les  $\nu_\mu$  CC.

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	1877	459	263050	109555	918	3841	3982	2933
$\varepsilon$ , %	45.9	56.3	96.3	98.0	77.2	77.2	77.7	77.8

**Tab. 4.22:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC. Effet de la coupure “stricte” en distance Trace-Vertex.

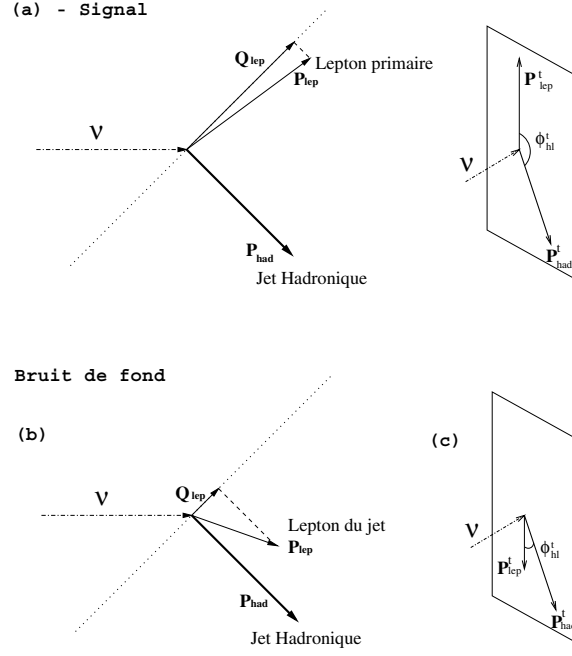
	$\nu_\mu$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\nu_\mu$ NC	1995	1996	1997	1998
# évén.	547699	225419	5308	62368	272140	283051	206588
$\varepsilon$ , %	98.2	98.7	86.3	94.5	95.2	95.0	95.0

**Tab. 4.23:** Sélection de  $\nu_\mu$  CC et  $\bar{\nu}_\mu$  CC. Effet de la coupure “stricte” en distance Trace-Vertex.

### 4.12.2 Coupures cinématiques

Nous avons appliqué des coupures cinématiques basées sur la topologie des interactions courant chargé. Celles-ci permettent de réduire considérablement le bruit de fond dû aux électrons du jet hadronique.

En général, l’électron primaire est bien séparé du jet hadronique dans les événements courant chargé. Pour de tels événements la balance d’impulsions exige que les impulsions du lepton primaire et du jet hadronique soient opposées dans le plan



**Fig. 4.5:** Principe des coupures cinématiques permettant de séparer un lepton primaire provenant d'une interaction courant chargé (a) et un lepton venant du jet hadronique (b,c).

transverse à la direction du neutrino incident (figure 4.5(a)). Dans les événements du fond  $\nu_\mu$  NC cette condition n'est évidemment pas réalisée pour un électron formé dans le jet par la conversion de gamma, la désintégration de  $\pi$  ou  $K$ , etc. Un tel électron, non seulement ne possède pas en général une grande impulsion mais est dirigé, dans le plan transverse, dans la direction du jet (figure 4.5(c)).

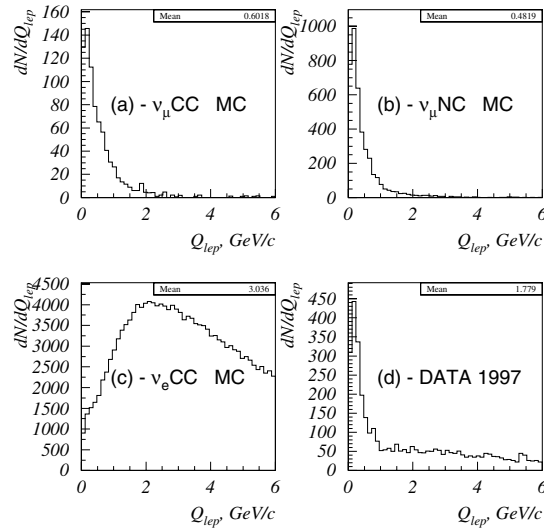
Ces remarques se traduisent par des critères de sélection additionnels qui utilisent les variables suivantes (voir figure 4.5) :

- $Q_{lep}$  - la projection de l'impulsion du lepton  $\vec{P}_{lep}$  dans le plan transverse à la direction de l'impulsion du jet hadronique  $\vec{P}_{had}$  :

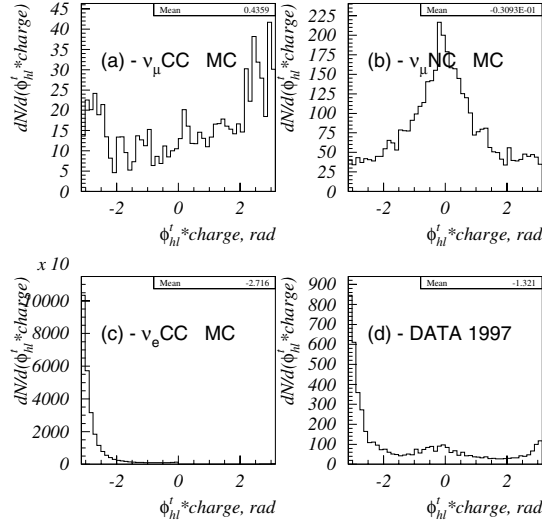
$$Q_{lep} = \sqrt{\vec{P}_{lep}^2 - \frac{(\vec{P}_{lep} \cdot \vec{P}_{had})^2}{\vec{P}_{had}^2}}$$

- $\phi_{hl}^t$  - l'angle entre les impulsions du lepton  $\vec{P}_{lep}^t$  et du jet hadronique  $\vec{P}_{had}^t$  dans le plan transverse à la direction du neutrino :

$$\phi_{hl}^t = \arccos \left( \frac{|(\vec{P}_{lep}^t \cdot \vec{P}_{had}^t)|}{|\vec{P}_{lep}^t| |\vec{P}_{had}^t|} \right)$$



**Fig. 4.6:** Sélection  $\nu_e$  CC. Les distributions de  $Q_{lep}$  correspondant aux différentes sources simulées : le bruit de fond provenant de  $\nu_\mu$  CC (a) et de  $\nu_\mu$  NC (b), le signal  $\nu_e$  CC (c). La distribution expérimentale 1997 est montrée en (d).



**Fig. 4.7:** Sélection  $\nu_e$  CC. Les distributions de  $\phi_{hl}^t$  multiplié par la charge du lepton correspondant aux différentes sources : bruit de fond  $\nu_\mu$  CC (a) et  $\nu_\mu$  NC (b), signal  $\nu_e$  CC (c). La distribution expérimentale 1997 est montrée en (d).

La distribution en  $Q_{lep}$  obtenue pour les différents échantillons simulés est montrée figure 4.6(a,b,c). Comme on peut le voir, la plupart des électrons correspondant aux événements de bruit  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_\mu$  NC ont une valeur  $Q_{lep}$  inférieure à 1.5 GeV/c, tandis que le maximum de distribution en  $Q_{lep}$  des  $\nu_e$  CC pique vers 3 GeV/c. La distribution mesurée (données 1997) est montrée figure 4.6(d).

Une condition additionnelle sur l'angle  $\phi_{hl}^t > \pi/2$  permet de réduire le niveau de bruit de fond en provenance des interactions  $\nu_\mu$  NC d'un facteur supérieur à 2 sans affaiblissement visible du nombre d'interactions  $\nu_e$  CC (voir figure 4.7).

En définitive, il a été décidé d'adopter une coupure bidimensionnelle ( $Q_{lep}, \phi_{hl}^t$ ) définie par :

$$\phi_{hl}^t > \frac{1(\text{GeV}^2/\text{c}^2)}{(Q_{lep} - Q_{lep}^0)^2} + \phi_{hl}^0 \quad [\text{rad}]. \quad (4.2)$$

La combinaison des valeurs  $Q_{lep}^0 = -0.5$  GeV/c et  $\phi_{hl}^0 = 1.7$  rad permet d'obtenir une sensibilité maximale pour la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  [147]. Ce sont ces valeurs qui sont utilisées ici.

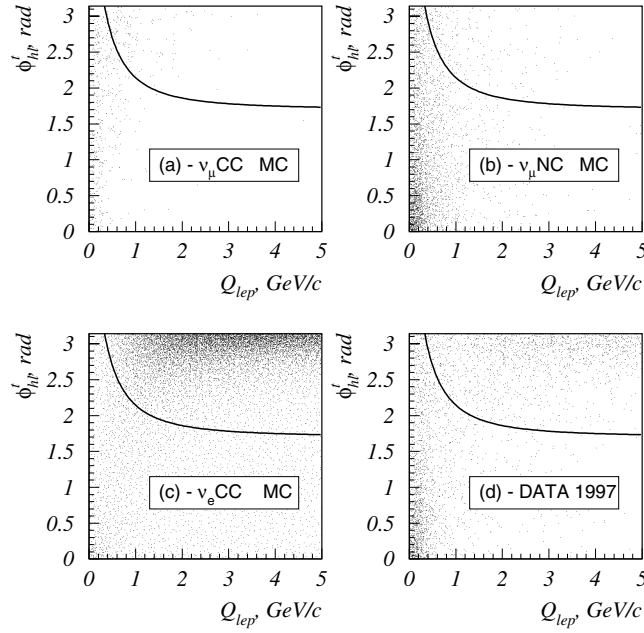
Les distributions de  $\phi_{hl}$  en fonction de  $Q_{lep}$  sont montrées figure 4.8 pour les différents échantillons simulés et les données 1997 avec la région sélectionnée par la coupure.

Afin de conserver, tout au long de l'analyse, les mêmes conditions de sélection cette coupure a été aussi appliquée à l'échantillon  $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$  CC. L'effet de cette coupure cinématique est montré dans les tableaux 4.24 (sélection  $\bar{\nu}_e^{(-)}$  CC) et 4.25 (sélection  $\bar{\nu}_\mu^{(-)}$  CC).

### 4.12.3 Sélection des interactions DIS

Pour notre analyse nous avons donc choisi de n'utiliser que les événements se trouvant dans la région d'interaction DIS en rejetant les événements RES et QEL par plusieurs coupures fondées sur la topologie et la cinématique des interactions DIS.

Une partie des événements sélectionnés est constituée d'interactions par diffusion quasi-élastique dans lesquelles le proton n'a pas été enregistré ou reconstruit, donc avec une seule trace au vertex primaire. Lorsque l'énergie hadronique a néanmoins



**Fig. 4.8:** Sélection  $\nu_e$  CC. Les distributions de  $(\phi_{hl}^t, Q_{lep'})$  correspondant aux sources de bruit de fond  $\nu_\mu$  CC (a) et  $\nu_\mu$  NC (b) et au signal  $\nu_e$  CC (c). La distribution expérimentale 1997 est montrée (d). La région sélectionnée par la coupure 2D cinématique est indiquée par la courbe.

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	165	154	238205	89229	617	2621	2719	1972
$\varepsilon$ , %	8.8	33.5	90.6	81.4	67.2	68.2	68.2	67.2

**Tab. 4.24:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC. Coupure cinématique.

	$\nu_\mu$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\nu_\mu$ NC	1995	1996	1997	1998
# évén.	487336	176456	657	51320	225619	233448	171738
$\varepsilon$ , %	89.0	78.3	12.4	82.2	82.9	82.5	83.1

**Tab. 4.25:** Sélection de  $\nu_\mu$  CC et  $\bar{\nu}_\mu$  CC. Coupure cinématique.

pu être calculée pour de tels événements (par exemple lorsque l'énergie de tous les photons enregistrés dans le ECAL contribue suffisamment à l'énergie hadronique), ces événements ont pu être sélectionnés. Pour les exclure nous avons exigé au moins 2 traces chargées au vertex primaire. Cette coupure réduit le nombre d'événements dans les données  $\sim 3\%$  pour les deux sélections. Environ 98 % (94 %) d'événements simulés  $\nu_e$  CC et  $\nu_\mu$  CC ( $\bar{\nu}_e$  CC et  $\bar{\nu}_\mu$  CC) ont passé cette coupure. Le rejet du bruit de fond  $e^\pm$  et  $\mu^\pm$  provenant des interactions  $\nu_\mu$  NC est de 4 %.

Enfin, la sélection finale des événements de diffusion profondément inélastique est obtenue par le choix d'une région cinématique définie par la coupure en énergie transférée  $\nu$  et en impulsion transférée  $Q^2$  :

$$\nu > 1.5 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad Q^2 > 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$$

La réduction du nombre d'événements simulés est d'environ 8 % pour la sélection de  $\nu_e$  CC et 12 % pour la sélection de  $\nu_\mu$  CC (tableaux 4.26 et 4.27).

Les coupures de sélection décrites ci-dessus dans ce chapitre, en incluant la sélection des interactions CC DIS, ont été appliquées aux échantillons simulés des interactions CC RES et QEL. Le nombre des événements restant dans ces deux échantillons a été trouvé négligeable, et dans la suite nous considérons que les échantillons de données ne contiennent que les interactions DIS.

	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	1995	1996	1997	1998
# évén.	106	113	214665	70796	536	2278	2350	1704
$\varepsilon$ , %	66.6	73.9	91.6	84.9	89.1	89.4	88.9	89.4

**Tab. 4.26:** Sélection de  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC. Sélection des interactions par diffusion profondément inélastique.

	$\nu_\mu$ CC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\nu_\mu$ NC	1995	1996	1997	1998
# évén.	419784	132668	412	43920	192484	199874	146554
$\varepsilon$ , %	87.7	80.3	64.9	87.5	87.4	87.4	87.5

**Tab. 4.27:** Sélection de  $\nu_\mu$  CC et  $\bar{\nu}_\mu$  CC. Sélection des interactions par diffusion profondément inélastique.



Pour obtenir une efficacité correcte finale de la sélection des interactions par diffusion profondément inélastique tous les événements simulés dans la région de la masse au carré du système hadronique  $W_{sim}^2 < 2 \text{ GeV}^2/c^4$  (la région cinématique où la simulation des interactions DIS par le NEGLIB est incorrecte) ont été rejetés. D'autre part, comme l'énergie des neutrinos dans les événements simulés est toujours inférieure à 300 GeV, nous avons rejeté tous les événements pour lesquels l'énergie reconstruite (l'énergie totale visible) est supérieure à ce seuil. Enfin, nous avons appliqué une coupure sur l'impulsion de l'électron (positron) primaire  $P_{e\pm} > 2.5 \text{ GeV}/c$  identique à celle de la sélection de  $\bar{\nu}_\mu$  CC (Sec. 4.8).

### 4.13 Efficacité globale de la sélection

Chaque échantillon sélectionné des données et du Monte Carlo peut être séparé en fonction de la charge du lepton primaire (interactions de neutrinos ou d'antineutrinos). On voit alors apparaître une autre source de bruit de fond qui provient de déterminations erronées de la charge des particules lors de la reconstruction. Nous pouvons alors aussi estimer le niveau de bruit de fond pour les interactions de neutrinos d'un type défini provenant des interactions des antineutrinos correspondants.

Bilan de la sélection de $\bar{\nu}_e$ CC du MC				
	$\nu_\mu$ NC	$\nu_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC
# init.	792443	793529	557672	190042
$e^-$	45	21	212358	224
$\varepsilon, \%$	$(5.6 \pm 0.8) \cdot 10^{-3}$	$(2.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$	<b><math>38.1 \pm 0.1</math></b>	$(11.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}$
$e^+$	50	77	687	70030
$\varepsilon, \%$	$(6.3 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$	$(9.7 \pm 1.1) \cdot 10^{-3}$	$(12.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-2}$	<b><math>36.8 \pm 0.1</math></b>

**Tab. 4.28:** Résultat final de la sélection des interactions  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC en Monte Carlo. Les nombres initial et final des événements dans le volume fiduciel et l'efficacité moyenne de sélection des signaux CC et des bruits de fond sont montrés.

Le nombre final d'événements sélectionnés, l'efficacité de sélection des interactions courant chargé et l'efficacité de rejet du bruit de fond pour les événements simulés  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC sont récapitulés dans le tableau 4.28. L'efficacité moyenne de sélection

Bilan de la sélection de $\nu_{\mu}^{(-)}$ CC du MC			
	$\nu_{\mu}$ NC	$\nu_{\mu}$ CC	$\bar{\nu}_{\mu}$ CC
# init.	792443	793529	271591
$\mu^{-}$	215	418296	142
$\varepsilon$ , %	$(2.7 \pm 2.0) \cdot 10^{-2}$	<b><math>52.7 \pm 0.1</math></b>	$(5.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$
$\mu^{+}$	197	543	131892
$\varepsilon$ , %	$(2.5 \pm 2.0) \cdot 10^{-2}$	$(6.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-2}$	<b><math>48.6 \pm 0.1</math></b>

**Tab. 4.29:** Résultat final de la sélection des interactions  $\nu_{\mu}$  CC et  $\bar{\nu}_{\mu}$  CC en Monte Carlo. Le nombre initial et final des événements dans le volume fiduciel et l'efficacité moyenne de sélection des signaux CC et de bruit de fond  $\nu_{\mu}$  NC sont montrés.

est  $\sim 38$  % pour les événements  $\nu_e$  CC et  $\sim 36$  % pour des  $\bar{\nu}_e$  CC. Le niveau de réduction du bruit de fond  $e^{-}$  en provenance des interactions  $\nu_{\mu}$  NC ( $\nu_{\mu}$  CC) est  $\sim 6 \cdot 10^{-5}$  ( $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ ).

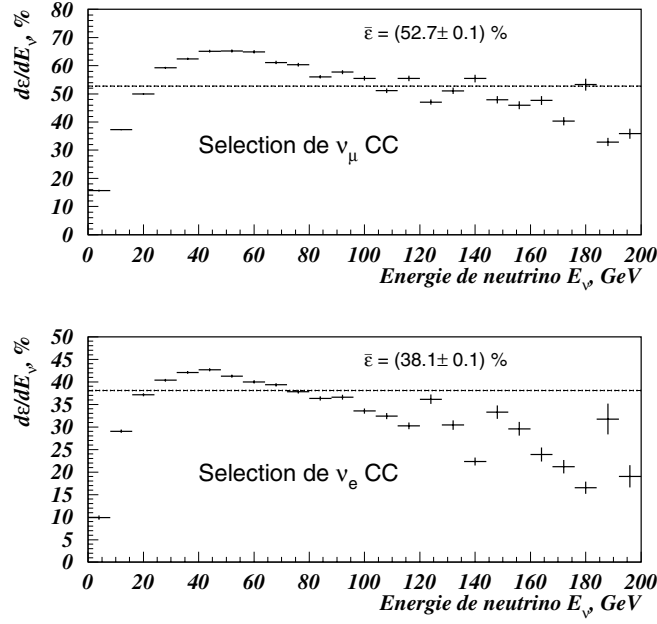
Le tableau 4.29 montre l'efficacité moyenne de sélection des événements simulés  $\nu_{\mu}$  CC ( $\bar{\nu}_{\mu}$  CC) soit 53 % (49 %).

L'efficacité de sélection en fonction de l'énergie du neutrino incident est montrée figure 4.9 pour des  $\nu_{\mu}$  CC et pour des  $\nu_e$  CC.

Le nombre des événements de données est rassemblé dans le tableau 4.30 pour l'ensemble des prises de données de NOMAD.

Bilan de la sélection des données						
	1995			1996	1997	1998
	4 mod.	8 mod.	11 mod.			
# init.	68315	123773	147349	609178	666643	489430
<b><math>\nu_{\mu}</math> CC et <math>\bar{\nu}_{\mu}</math> CC</b>						
$\mu^{-}$	12341	32218	42850	187862	194633	142635
$\mu^{+}$	313	736	914	4376	4836	3705
<b><math>\nu_e</math> CC et <math>\bar{\nu}_e</math> CC</b>						
$e^{-}$	145	357	478	2007	2048	1469
$e^{+}$	15	43	56	243	275	211

**Tab. 4.30:** Résultat final de la sélection des interactions courant chargé par diffusion profondément inélastique des neutrinos  $\nu_{\mu}$ ,  $\bar{\nu}_{\mu}$ ,  $\nu_e$  et  $\bar{\nu}_e$  pour les différentes périodes de prise de données.



**Fig. 4.9:** Efficacité de sélection des interactions par diffusion profondément inélastique en fonction de l'énergie simulée pour des  $\nu_\mu$  CC (au dessus) et pour des  $\nu_e$  CC (au dessous). L'efficacité moyenne est indiquée par les pointillés.

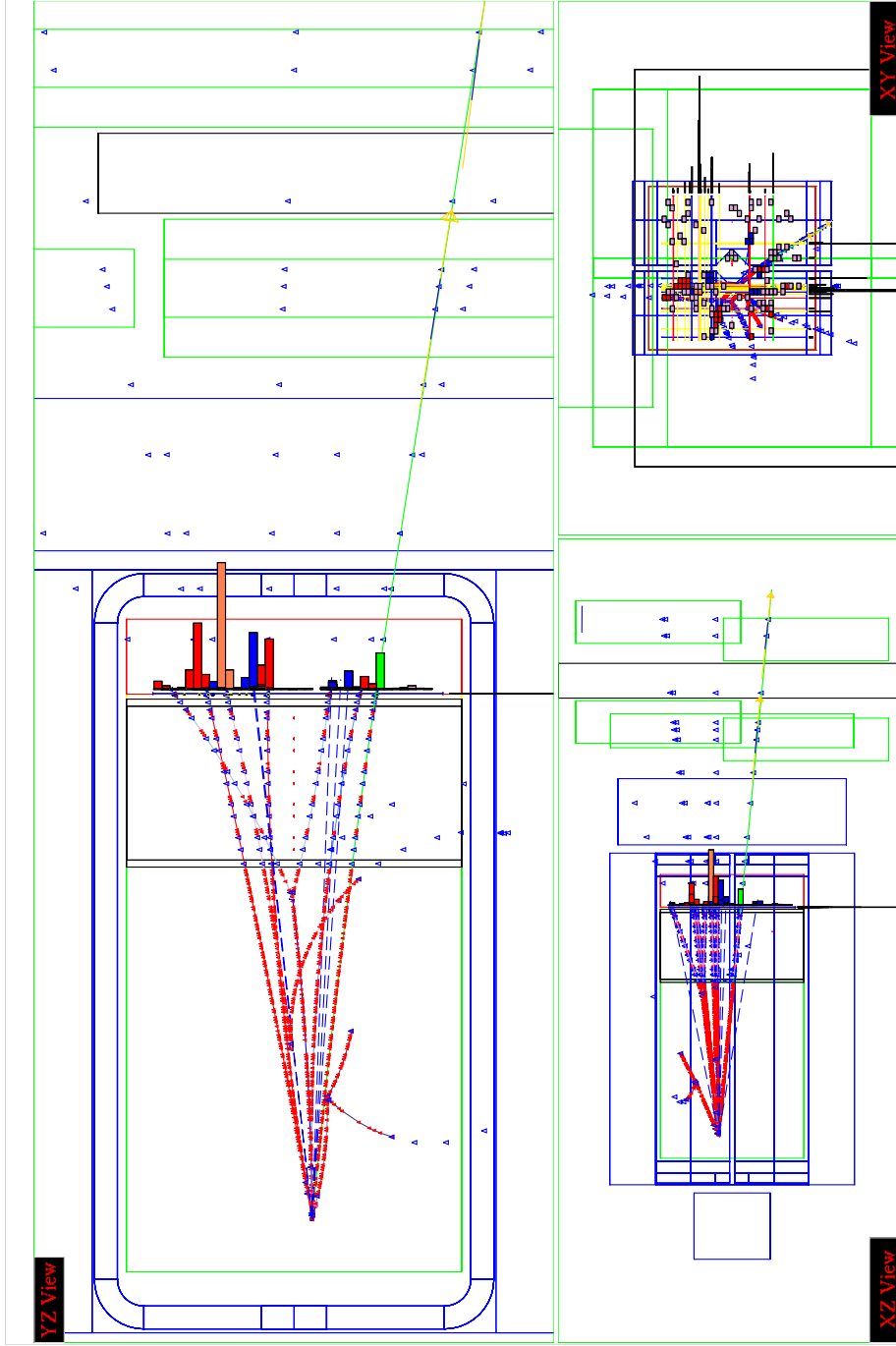
Un des événements des données 1998 passant toutes les coupures de la sélection  $\nu_\mu$  CC est montré, à titre d'exemple figure 4.10. Cette interaction est un candidat pour l'interaction d'un neutrino muonique par diffusion profondément inélastique. Une des traces chargées venant du vertex primaire a été associée à une trace reconstruite dans les chambres à muon. Les paramètres cinématiques de l'événement,  $\nu$  et  $Q^2$ , le classent dans la région DIS.

Un autre événement de même période de prise de données passant toutes les coupures de la sélection  $\nu_e$  CC est montré figure 4.11. C'est un candidat pour l'interaction d'un neutrino électronique par diffusion profondément inélastique. Une des traces chargées venant du vertex primaire a été identifiée comme étant un électron par le TRD, le PRS et le ECAL. Ce candidat a passé l'algorithme de rejet des conversions et se trouve proche du vertex primaire. L'électron primaire est bien séparé du jet hadronique. Les paramètres cinématiques de l'événement,  $\nu$  et  $Q^2$ , le classent dans la région DIS.

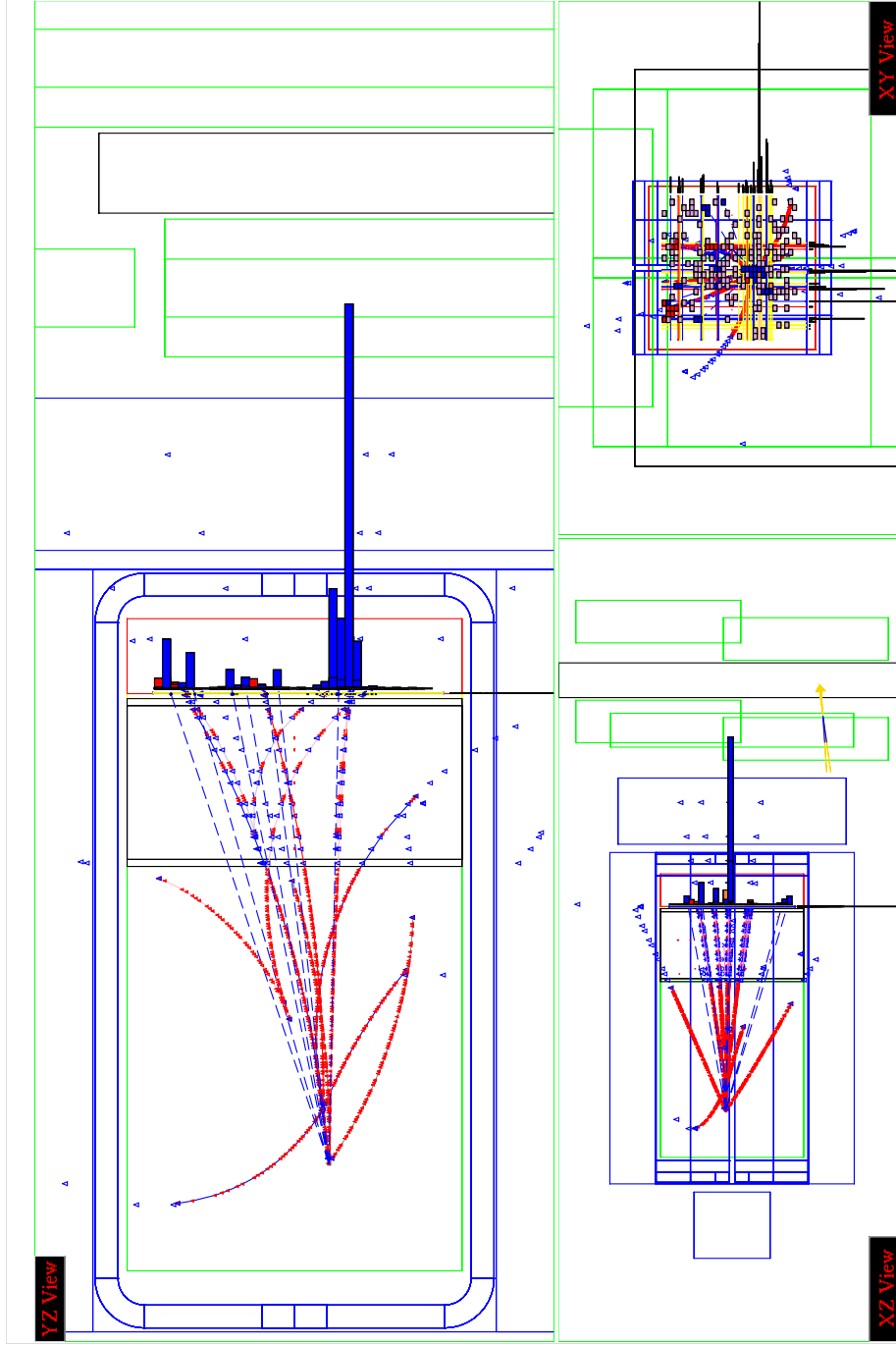
## 4.14 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré les principes et les critères de sélection des interactions courant chargé par diffusion profondément inélastique. L'efficacité obtenue pour la sélection des  $\nu_\mu$  CC DIS est  $\sim 53$  %. L'efficacité de sélection des  $\nu_e$  CC DIS atteint 38 % avec une réduction de l'ordre de  $10^{-5}$  du bruit de fond provenant des  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_\mu$  NC.

Une comparaison détaillée des résultats obtenus pendant les différentes périodes de prise de données et la comparaison entre les paramètres mesurés et attendus sont faits dans le chapitre suivant. Le principe de normalisation des échantillons simulés et du bruit de fond ainsi que les incertitudes systématiques liées à l'analyse  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  y seront aussi discutés.



**Fig. 4.10:** Candidat pour l'interaction  $\nu_\mu$  CC DIS sélectionné dans les données 1998 (*run 21664 event 6519*). Une trace négative se trouvée à 6 cm du vertex primaire a été identifiée comme un muon d'impulsion  $P_\mu = 12.7$  GeV/c. Au total, 5 traces chargées sont associées au vertex primaire. Les paramètres suivants ont été reconstruits pour cette interaction :  $E_{vis} = 41.9$  GeV,  $Q^2 = 15.1$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>2</sup>,  $Q_{lep} = 3.1$  GeV/c et  $\phi_{hl}^t = 3.1$  rad.



**Fig. 4.11:** Candidat pour l'interaction  $\nu_e$  CC DIS sélectionné dans les données 1998 (*run 19277 event 6824*). La trace négative identifiée comme électron par le TRD, le PRS et le ECAL correspond à un lepton primaire d'énergie reconstruite  $E_{lep} = 15.2$  GeV. La distance entre le premier hit de l'électron et le vertex primaire est  $\sim 7.2$  cm. Au total, 4 traces chargées sont associées au vertex primaire. Les paramètres suivants ont été reconstruits pour cette interaction :  $E_{vis} = 25.5$  GeV,  $Q^2 = 1.4$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>2</sup>,  $Q_{lep} = 2.3$  GeV/c et  $\phi_{hl}^t = 3.12$  rad.



# Chapitre 5

## Procédure d'analyse $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

### 5.1 Introduction

La présence d'oscillations se manifeste par l'apparition des neutrinos  $\nu_e$  dans le flux incident  $\nu_\mu$ . Comme indiqué au chapitre précédent, nous recherchons cette apparition dans les interactions courant chargé par diffusion profondément inélastique.

La sensibilité de NOMAD pour la recherche des  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  est limitée par la présence de neutrinos  $\nu_e$  dans le flux incident, dont la contamination absolue est d'environ 1 % du flux de  $\nu_\mu$ . Les interactions de ces neutrinos constituent un fond irréductible (désigné par la suite sous le nom : *bruit de fond "prompt"*) pour les interactions de neutrinos  $\nu_\mu$  ayant changé de saveur.

Cependant, les spectres en énergie des neutrinos incidents de  $\nu_e$  et de  $\nu_\mu$  sont différents. Les section efficaces sont proportionnelles à l'énergie, cette différence conduit à une contamination minimum en  $\nu_e$  dans la région d'énergie inférieure à 40 GeV, où le spectre  $\nu_\mu$  est maximum (voir Sec. 5.6.1). La sensibilité de l'expérience sera donc maximale dans cette région.

Cette sensibilité peut être encore améliorée en utilisant la différence entre les distributions spatiales des flux incidents  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  sur le détecteur. Les neutrinos  $\nu_e$ , produits essentiellement dans des désintégrations à 3 corps, sont distribués de façon pratiquement isotrope, tandis que les neutrinos  $\nu_\mu$ , venant des désintégrations à 2 corps, gardent la mémoire de la direction initiale des mésons qui les ont produits.



La distribution en fonction de  $R^2$  (distance au carré des neutrinos à l'axe moyen du faisceau) pour les  $\nu_\mu$  est piquée vers l'avant, tandis que celles des  $\nu_e$  est sensiblement plate (voir ci-dessous Sec. 5.9.4 et fig. 5.28).

Nous pouvons donc définir les points essentiels de l'analyse :

- sélectionner des interactions  $\nu_e$  CC dans les données ;
- estimer sur la simulation les efficacités de sélection des interactions CC et les rejets du bruit de fond pour ces interactions provenant des différentes sources de *bruit de fond “non-prompt”*. Ces deux points ont été décrit dans le chapitre précédent.

Bien que nous ayons obtenu de grands facteurs de rejet des bruits de fond pour les  $\nu_e$  CC, les  $\nu_\mu$  CC, les  $\bar{\nu}_e$  CC et les  $\bar{\nu}_\mu$  CC, ceux-ci ne sont pas nuls. Si  $N_l$  est le nombre d'événements comprenant le lepton primaire sélectionné  $l$ , où  $l = e^-, \mu^-, e^+$  et  $\mu^+$ , on peut exprimer :

$$N_l = N_{\nu_l \text{ CC}} + N_{l \text{ bckg CC+NC}} \quad (5.1)$$

Pour les interactions CC des neutrinos électroniques sélectionnés dans les données, on doit prendre en compte la possibilité d'oscillation :

$$N_{\nu_e \text{ CC}} = N_{\nu_e \text{ CC}}(\text{flux}) + N_{\nu_e \text{ CC}}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e), \quad (5.2)$$

où  $N_{\nu_e \text{ CC}}(\text{flux})$  constitue le bruit de fond “prompt” pour le signal d'oscillation  $N_{\nu_e \text{ CC}}(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ .

- Compte tenu des efficacités de sélection nous devons remonter au nombre attendu d'interactions  $\nu_e$  CC provenant du faisceau incident et de celles qui proviennent des bruits de fond. Leur somme donne une estimation du nombre d'événements  $N_{e^-}$  en absence d'oscillation.

L'estimation absolue du nombre attendu d'interactions courant chargé de neutrinos de différentes espèces représente en soi une tâche assez compliquée. Pour obtenir ce nombre correctement nous devons tenir compte de différents facteurs : la normalisation absolue du flux de neutrinos incidents définie par le nombre de protons incidents sur la cible de  $Be$ , les sections efficaces d'interactions, les efficacités de déclenchement et du système de prise de données, etc.

Tous ces facteurs sont des sources d’incertitudes systématiques, communes à tous les échantillons sélectionnés. Leur effet se compense dans le rapport entre le nombre d’événements  $e^-$  et le nombre d’événements  $\mu^-$ . Ce rapport s’exprime en fonction de l’énergie de neutrino  $E_\nu$  et du rayon au carré  $R^2$  :

$$R_{e\mu}(E_\nu, R^2) = \frac{N_{e^-}(E_\nu, R^2)}{N_{\mu^-}(E_\nu, R^2)} \quad (5.3)$$

- Finalement, après estimation des incertitudes systématiques de l’analyse, nous effectuerons la comparaison entre les rapports  $R_{e\mu}(E_\nu, R^2)$  mesuré et attendu pour en tirer une conclusion sur la présence ou l’absence d’oscillations.

## 5.2 Fond “non-prompt”

Le fond “non-prompt” provient de nombreuses origines (en à priori, tous les processus d’interaction des différents types de neutrinos incidents). Il faut donc connaître les importances relatives des flux incidents et des sections efficaces, ainsi que les efficacités de sélection pour pondérer leurs importances mutuelles.

Le flux de neutrinos  $\nu_\mu$  est largement dominant dans le faisceau incident. Les interactions  $\nu_\mu$  CC (avec les muons non-identifiés) et  $\nu_\mu$  NC sont donc considérées comme les sources principales du bruit de fond “non-prompt”. Une source supplémentaire de fond pour les interactions de neutrinos d’un type défini réside dans les interactions de l’antineutrino correspondant. Dans la suite, nous rappelons l’origine de ces fonds.

Pour minimiser les incertitudes systématiques liées à la normalisation absolue des sources de bruit de fond “non-prompt”, nous utilisons directement les échantillons d’événements sélectionnés dans les données et les efficacités de sélection de la source et du fond obtenues sur Monte Carlo.

Nous recherchons les oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  en utilisant la distribution de  $N_{e^-}$  en fonction de l’énergie du neutrino. Les événements  $e^-$  provenant d’interactions  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_\mu$  NC se trouvent dans l’intervalle d’énergie où nous attendons le signal d’oscillations. Cette énergie doit donc être déterminée avec précision. Elle peut être obtenue en utilisant la procédure de déconvolution décrite ci-dessous.

### 5.2.1 Déconvolution de la résolution expérimentale

Comme indiqué à la fin du chapitre précédent, l'efficacité de sélection varie en fonction de l'énergie des neutrinos. En fait, le problème est compliqué du fait que l'énergie du neutrino incident n'est connue qu'à partir des énergies mesurées des particules finales. Les distributions expérimentales sont donc altérées par la résolution du détecteur. Pour tenir compte de cet effet, les efficacités de détection sont calculées suivant des expressions du type :

$$\varepsilon(E_\nu, E_{vis}) = \frac{N_{MC}^{fin}(E_\nu)}{N_{MC}^{ini}(E_\nu)} \times \frac{N_{MC}^{fin}(E_{vis})}{N_{MC}^{fin}(E_\nu)} = \frac{N_{MC}^{fin}(E_{vis})}{N_{MC}^{ini}(E_\nu)}, \quad (5.4)$$

où  $N_{MC}^{ini}(E_\nu)$  est le nombre initial d'événements simulés en fonction de l'énergie du neutrino  $E_\nu$ .  $N_{MC}^{fin}(E_\nu)$  et  $N_{MC}^{fin}(E_{vis})$  sont les nombres d'événements passant les critères de sélection définis dans l'analyse. Ces nombres sont fonction de  $E_\nu$  mais aussi de l'énergie totale visible reconstruite  $E_{vis}$ . Cette formule comporte donc deux termes : l'un contient l'acceptance géométrique de détection et l'acceptance de sélection, l'autre tient compte de l'effet lié à la résolution en reconstruction de l'énergie du neutrino. La validité de cette méthode de déconvolution approximative a été étudié précédemment [148].

### 5.2.2 Estimation du fond “non-prompt”

L'estimation du nombre d'interactions du fond est faite à partir du nombre d'événements observés.

Le nombre d'événements  $l : N_l^{obs}(E_{vis})$  des différents types de neutrinos est corrigé par l'efficacité de sélection  $\varepsilon_{\nu_l CC}(E_\nu, E_{vis})$  des interactions CC obtenue par simulation et deconvolué pour remonter à la distribution initiale en énergie “vraie”  $E_\nu$ . Comme nous allons le montrer ci-dessous, la contamination du bruit de fond dans les échantillons de données est assez petite et le nombre obtenu  $N_l^{dec}(E_\nu)$  constitue une bonne approximation du nombre absolu d'interactions courant chargé :

$$N_l^{dec}(E_\nu) = \frac{N_l^{obs}(E_{vis})}{\varepsilon_{\nu_l CC}(E_\nu, E_{vis})} \quad (5.5)$$

L'estimation du nombre d'événements de bruit de fond attendu  $N_l^{bckg}(E_{vis})$  provenant des interactions de neutrinos  $\nu_l$  est faite en utilisant le nombre d'événements déconvolué  $N_l^{dec}(E_\nu)$  et l'efficacité de rejet de ce fond  $\varepsilon_{\nu_l}^{\nu_{l'}}(E_\nu, E_{vis})$  :

$$N_l^{bckg}(E_{vis}) = N_l^{dec}(E_\nu) \times \varepsilon_{\nu_l}^{\nu_{l'}}(E_\nu, E_{vis}) = \frac{N_l^{obs}(E_{vis})}{\varepsilon_{\nu_l}^{CC}(E_\nu, E_{vis})} \times \varepsilon_{\nu_l}^{\nu_{l'}}(E_\nu, E_{vis}) \quad (5.6)$$

Le nombre  $\nu_l$  NC, difficilement accessible expérimentalement, est estimé à partir du nombre  $\nu_l$  CC et du rapport des sections efficaces pour une cible isoscalaire [149] :

$$\frac{\sigma^{\nu NC}}{\sigma^{\nu CC}} = 0.31 \quad (5.7)$$

### 5.3 Nombre de $\nu$ CC déconvolué

Finalement, les bruits de fond “non-prompt” provenant des différentes sources sont additionnés pour fournir le fond total  $N_l^{bckg}(E_{vis})$ . Celui-ci est soustrait du nombre total des interactions observées  $N_l^{obs}(E_{vis})$ . La correction d'efficacité de sélection, définie par Eq. 5.4, permet d'estimer le nombre d'interactions CC enregistrées dans l'expérience en fonction de l'énergie des neutrinos :

$$N_{\nu_l}^{dec}(E_\nu) = \frac{N_l^{obs}(E_{vis}) - N_l^{bckg}(E_{vis})}{\varepsilon_{\nu_l}^{CC}(E_\nu, E_{vis})} \quad (5.8)$$

Ce nombre intégré d'interactions  $N_{\nu_l}^{dec}$  est obtenu comme la somme des nombres absolus dans chaque intervalle de “vraie” énergie :

$$N_{\nu_l}^{dec} = \sum N_{\nu_l}^{dec}(E_\nu) \quad (5.9)$$

Le nombre d'événements déconvolué de la résolution expérimentale ne dépend plus des critères de sélection et de l'acceptance géométrique du détecteur, mais seulement du nombre de protons incidents sur la cible primaire, de la variation éventuelle du flux de neutrinos et des efficacités du système de déclenchement, de la reconstruction et de l'identification de particules. Ce nombre permet donc d'effectuer des comparaisons entre les différentes périodes de prise de données et de vérifier leur compatibilité.

## 5.4 Evolution des données au cours du temps

La configuration du détecteur a évolué au cours du temps. Différentes efficacités ont été calculées en tenant compte de ce facteur.

Le nombre d'événements  $\mu^-$  observés, l'efficacité moyenne de sélection des  $\nu_\mu$  CC et le nombre deconvolué sont montrés dans le tableau 5.1. Le bruit de fond pour des interactions  $\nu_\mu$  CC provenant des  $\nu_\mu$  NC ( $\sim 10^{-2}$  % de l'échantillon) et des  $\bar{\nu}_\mu$  CC ( $\sim 4 \cdot 10^{-3}$  %) est négligeable et n'a pas été pris en compte dans nos calculs. Pour la suite, nous considérons que les échantillons  $\mu^-$  ne contiennent que les interactions  $\nu_\mu$  CC.

Le tableau 5.2 présente les résultats correspondant à la sélection des événements  $\mu^+$ . On constate que le bruit de fond “non-prompt”  $\mu^+$  constitue environ 6-8 % de l'échantillon sélectionné. L'essentiel du fond provient des interactions  $\nu_\mu$  CC. Il faut noter qu'à ce stade de l'analyse  $\sim 85\%$  du fond  $\mu^+$  provient du vertex primaire : ce sont les  $\pi^+$  et  $K^+$  atteignant les chambres à muons, les “vrais” antimuons ou les muons de haute impulsion dont la charge est mal calculée (30 % de tout le fond provenant des  $\nu_\mu$  CC).

Sélection des $\nu_\mu$ CC				
Prise de données		$N_{\mu^-}^{obs}$	$\varepsilon, \%$	$N_{\nu_\mu^{CC}}^{dec}$
Année	Module DC			
1995	4 mod	12341	56.0	22156
	8 mod	32218	54.9	58876
	11 mod	42850	52.7	81758
	total 1995	87409	-	162791
1996	11 mod	187862	52.7	357775
1997	10 mod	194633	53.4	366081
1998	10 mod	142635	53.4	267950

**Tab. 5.1:** La sélection des  $\nu_\mu$  CC. Nombre d'événements  $\mu^-$  sélectionnés, efficacité moyenne de sélection et nombre d'interactions  $\nu_\mu$  CC après déconvolution.

Le fond  $e^-$  ( $e^+$ ) pour les interactions  $\nu_e$  CC ( $\bar{\nu}_e$  CC) provient de différentes origines : les “vrais” électrons (positrons) et les hadrons mal identifiés venant du jet hadronique, les électrons de conversion de gammas, etc. Ce fond provient de trois sources principales : les interactions  $\nu_\mu$  CC avec muons non-enregistrés, les  $\nu_\mu$  NC

Sélection des $\bar{\nu}_\mu$ CC								
Prise de données		$N_{\mu^+}^{obs}$	Bruit de fond $\mu^+$		$N_{\mu^+}^{bckg}$	$\varepsilon, \%$	$N_{\bar{\nu}_\mu}^{dec}$	$(\frac{N^{bckg}}{N^{obs}}), \%$
Année	Module DC		$\nu_\mu^{CC}$	$\nu_\mu^{NC}$				
1995	4 mod	313	22	2	25	50.3	569	8.0
	8 mod	736	44	5	50	50.0	1403	6.8
	11 mod	914	61	6	67	48.6	1797	7.3
	total 1995	1963	127	13	142	-	3769	7.2
1996	11 mod	4376	254	28	281	48.6	8542	6.4
1997	10 mod	4836	272	29	300	49.1	9322	6.2
1998	10 mod	3705	194	21	215	49.1	7312	5.8

**Tab. 5.2:** Sélection des  $\bar{\nu}_\mu$  CC. Nombre d'événements  $\mu^+$  sélectionnés, efficacité moyenne de sélection et nombre d'interactions  $\bar{\nu}_\mu$  CC après déconvolution. Les contributions au fond  $\mu^+$  provenant des  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_\mu$  NC sont également indiquées.

Sélection des $\nu_e$ CC									
Prise de données		$N_{e^-}^{obs}$	Bruit de fond $e^-$			$N_{e^-}^{bckg}$	$\varepsilon, \%$	$N_{\nu_e}^{dec}$	$(\frac{N^{bckg}}{N^{obs}}), \%$
Année	Module DC		$\nu_\mu^{CC}$	$\nu_\mu^{NC}$	$\bar{\nu}_e^{CC}$				
1995	4 mod	145	0.4	0.6	0.1	1.0	42.9	341	0.69
	8 mod	357	1.7	1.2	0.1	2.9	41.1	848	0.81
	11 mod	478	2.2	1.4	0.2	3.7	38.1	1263	0.77
	total 1995	980	4.3	3.2	0.4	7.8	-	2453	0.79
1996	11 mod	2007	9.6	6.3	0.7	16.5	38.1	5175	0.82
1997	10 mod	2048	10.2	6.3	0.7	17.3	39.1	5205	0.84
1998	10 mod	1469	7.5	4.7	0.6	12.7	39.1	3723	0.86

**Tab. 5.3:** La sélection des  $\nu_e$  CC. Nombre d'événements  $e^-$  sélectionnés, efficacité moyenne de sélection et nombre d'interactions  $\nu_e$  CC après déconvolution. L'estimation du bruit de fond  $e^-$  provenant des interactions de  $\nu_\mu$  CC, de  $\nu_\mu$  NC et de  $\bar{\nu}_e$  CC est aussi donnée.

Sélection des $\bar{\nu}_e$ CC									
Prise de données		$N_{e^+}^{obs}$	Bruit de fond $e^+$			$N_{e^+}^{bckg}$	$\varepsilon, \%$	$N_{\bar{\nu}_e}^{dec}$	$(\frac{N^{bckg}}{N^{obs}}), \%$
Année	Module DC		$\nu_\mu^{CC}$	$\nu_\mu^{NC}$	$\nu_e^{CC}$				
1995	4 mod	15	2.7	0.7	0.7	4.0	40.7	25	26.6
	8 mod	43	5.9	1.4	1.2	8.5	39.4	111	19.8
	11 mod	56	7.9	1.6	1.5	11.0	36.8	120	19.6
	total 1995	114	16.5	3.7	3.4	23.5	-	256	20.1
1996	11 mod	243	35.1	7.1	6.2	48.4	36.8	536	19.9
1997	10 mod	275	35.8	7.6	6.5	49.9	37.8	632	18.1
1998	10 mod	211	26.3	5.6	4.7	36.6	37.8	464	17.3

**Tab. 5.4:** La sélection des  $\bar{\nu}_e$  CC. Nombre d'événements  $e^+$  sélectionnés, efficacité moyenne de sélection et nombre d'interactions  $\bar{\nu}_e$  CC après déconvolution. L'estimation du bruit de fond  $e^+$  provenant des interactions de  $\nu_\mu$  CC, de  $\nu_\mu$  NC et de  $\nu_e$  CC est aussi donnée.

et les erreurs de détermination de la charge du lepton primaire ( $\sim 50\%$  du fond  $e^-$  ( $e^+$ ) provenant des  $\bar{\nu}_e$  CC ( $\nu_e$  CC) sont des “vrais” positrons (électrons) du vertex primaire).

Le nombre d'événements sélectionnés, le nombre d'interactions CC déconvolué, l'efficacité moyenne de sélection et l'estimation du fond venant des interactions de  $\nu_\mu$  CC, de  $\nu_\mu$  NC et des interactions CC correspondant au neutrino du nombre leptonique opposé sont montrés dans les tableaux 5.3 pour les  $\nu_e$  CC et 5.4 pour les  $\bar{\nu}_e$  CC.

Le bruit de fond constitue environ  $0.8\%$  ( $17 - 20\%$ ) de l'échantillon sélectionné  $\nu_e$  CC ( $\bar{\nu}_e$  CC).

Les nombres d'événements de bruit de fond permettent une comparaison entre les données et les prédictions de la simulation. Les erreurs systématiques liées à l'estimation du bruit de fond “non-prompt” sont discutées dans la section 5.8.2.

## 5.5 Compatibilité des données

Dans la section précédente nous avons résumé les nombres d'événements sélectionnés en fonction de la période de prise de données. Ci-dessous nous allons vérifier leur compatibilité afin de nous prémunir contre tout biais expérimental. En raison de

la faible statistique accumulée durant la prise de données 1995 avec “4 modules” et “8 modules”, ces périodes seront exclues de la comparaison effectuée dans cette section.

Pour nous assurer que les efficacités de détection et le flux de neutrinos restaient comparables, nous comparons le nombre d’événements sélectionnés en fonction du nombre total de protons incidents sur la cible (p.o.t.) au cours des différentes périodes. Pour obtenir la même efficacité de sélection nous effectuerons cette comparaison en ne considérant que les interactions se produisant dans le volume des “10 modules” quitte à imposer artificiellement le volume fiduciel  $39\text{ cm} < z < 405\text{ cm}$  correspondant, parmi les runs “11 modules”.

Les nombres de p.o.t. correspondant à tous les runs utilisés dans notre analyse sont montrés dans le tableau 5.5 ainsi que les nombres d’événements  $\mu^-$ ,  $\mu^+$ ,  $e^-$  et  $e^+$  normalisés par le nombre de p.o.t. Une incertitude de mesure de 5 % sur les flux intégrés de protons a été prise en compte. L’hypothèse de l’indépendance du rapport au cours du temps a été vérifiée en utilisant le test du  $\chi^2$  (voir figure 5.1).

		1995	1996	1997	1998
	$N_{p.o.t.} \pm 5\%, (10^{18})$	3.1	13.7	15.6	11.5
$\frac{N_l^{obs}}{N_{pot}} (10^{-18})$	$\mu^-$	12893±647	12752±638	12476±624	12403±621
	$\mu^+$	274±17	296±16	310±16	322±17
	$e^-$	150±10	139±8	131±7	128±7
	$e^+$	17.1±2.5	16.7±1.4	17.6±1.4	18.3±1.6

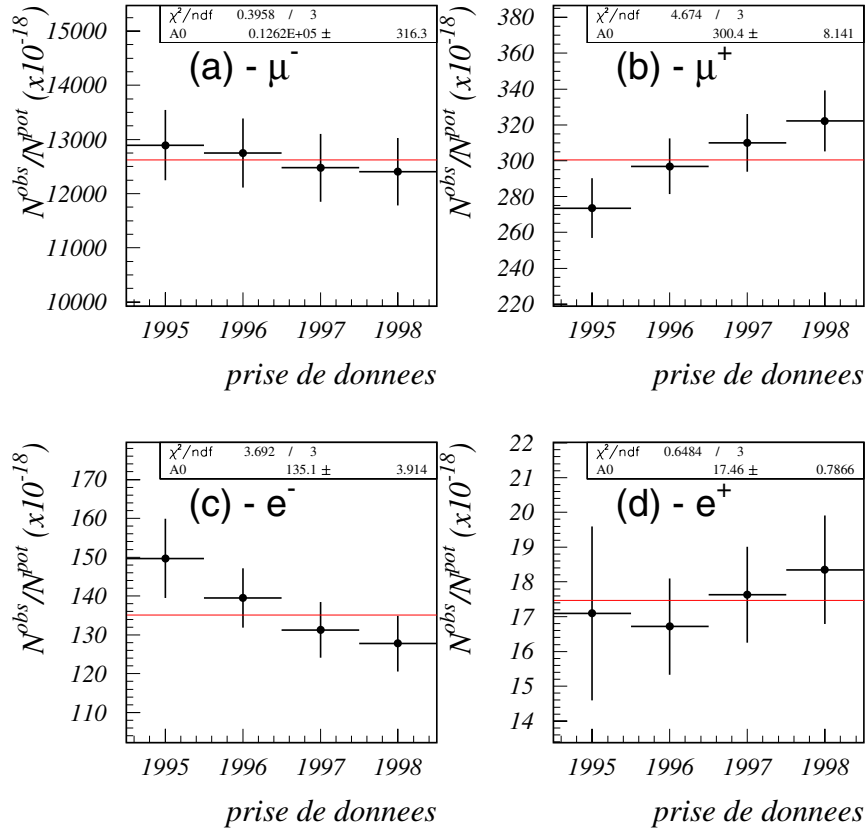
**Tab. 5.5:** Nombres de p.o.t. correspondant aux différentes périodes de prise de données et nombres d’événements sélectionnés  $\mu^-$ ,  $\mu^+$ ,  $e^-$  et  $e^+$  dans 10 modules de chambres à dérive produits par un proton incident sur la cible.

Cependant, on observe une certaine variation systématique qui s’explique par l’évolution du profil du faisceau primaire de protons incidents sur la cible de  $Be$  au cours du temps [150]. Pour diminuer les incertitudes systématiques liées à la variation du flux de protons primaires, le profil réel a été pris en compte dans le programme de simulation du flux de neutrino [150] (voir Sec. 5.6.1).

En résumé, les nombres d’interactions observées par rapport au nombre de p.o.t. sont compatibles entre eux pour les sélections  $\nu_\mu$  CC,  $\bar{\nu}_\mu$  CC,  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC.

Un autre paramètre important pour notre recherche est la stabilité de l’identifica-

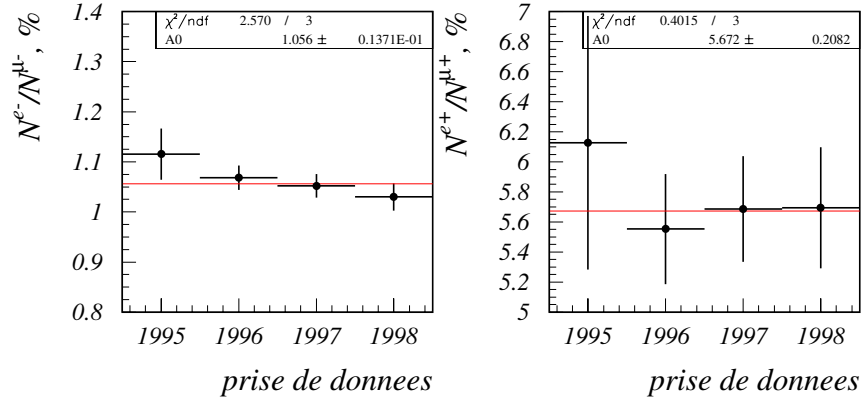




**Fig. 5.1:** Nombre d'événements  $\mu^-$  (a),  $\mu^+$  (b),  $e^-$  (c) et  $e^+$  (d) produits par un proton incident sur la cible en fonction des périodes de prise de données. Les événements sont sélectionnés dans le volume fiduciel "10 modules".

tion électronique et de l'identification muonique au cours du temps. Pour les vérifier, nous avons comparé le nombre de p.o.t., d'événements  $e^-$  et d'événements  $\mu^-$  des prises de données 1995, 1996 et 1998 avec les nombres correspondants de 1997 (voir tableau 5.6). Le rapport  $N_{pot}/N_{pot}^{1997}$  est en bon accord avec les rapports  $N_{e^-}/N_{e^-}^{1997}$  et  $N_{\mu^-}/N_{\mu^-}^{1997}$  compte tenu de l'incertitude sur le flux de protons. D'autre part, le test statistiquement le plus significatif des rapports  $N_{e^-}/N_{e^-}^{1997}$  et  $N_{\mu^-}/N_{\mu^-}^{1997}$  montre un accord satisfaisant pour les périodes de prise de données 1995, 1996 et 1998.

Cependant, la stabilité de l'identification électronique par rapport à l'identification muonique est très importante pour la recherche d'oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . Pour la



**Fig. 5.2:** Rapports  $e^-/\mu^-$  (à gauche) et  $e^+/\mu^+$  (à droite) pour chaque période de prise de données.

vérifier, nous comparons les rapports  $N_{e^-}/N_{\mu^-}$  et  $N_{e^+}/N_{\mu^+}$ . Une certaine partie des incertitudes liées à la variation du flux de neutrinos au cours du temps est éliminée dans cette comparaison. Pour ce test, nous utilisons toute la statistique des données 1995 et 1996 (volume fiduciel “11 modules”). Les rapports (neutrino et antineutrino) pour chaque période de prise de données sont en bon accord (tableau 5.7 et figure 5.2).

Enfin, nous comparons les rapports du nombre déconvolué d’interactions  $\nu_e$  CC ( $\bar{\nu}_e$  CC) sur le nombre déconvolué d’interactions  $\nu_\mu$  CC ( $\bar{\nu}_\mu$  CC). Le bruit de fond attendu est soustrait des échantillons. Les distributions obtenues sont corrigées de l’efficacité de sélection correspondant à chaque volume fiduciel (voir Sec. 5.2.1). Les rapports (neutrino et antineutrino) pour chaque période de prise de données sont comparés les uns aux autres (tableau 5.8 et figure 5.3).

La comparaison des distributions des événements sélectionnés dans le volume fiduciel “10 modules” durant les différentes prises de données en fonction de l’énergie reconstruite du neutrino (figure 5.4) montre un bon accord pour les événements  $\mu^-$ ,  $\mu^+$  et  $e^-$ . Les échantillons  $e^+$  ont été exclus de cette comparaison en raison de leur faible statistique.

En conclusion, les tests effectués dans cette section ont montré que les données accumulées pendant les différentes périodes de prise de données de NOMAD sont compatibles et peuvent être utilisées dans leur totalité.

données	1995	1996	1998
$N_{pot}/N_{pot}^{1997}, \%$	$19.9 \pm 1.4$	$87.8 \pm 6.2$	$73.7 \pm 5.2$
$N_{e^-}/N_{e^-}^{1997}, \%$	$22.6 \pm 1.2$	$93.3 \pm 3.0$	$71.7 \pm 2.5$
$N_{\mu^-}/N_{\mu^-}^{1997}, \%$	$20.5 \pm 0.1$	$89.8 \pm 0.3$	$73.3 \pm 0.3$
$\frac{N_{e^-}}{N_{e^-}^{1997}} - \frac{N_{\mu^-}}{N_{\mu^-}^{1997}}, \%$	$2.1 \pm 1.2$	$3.5 \pm 3.0$	$-1.6 \pm 2.5$

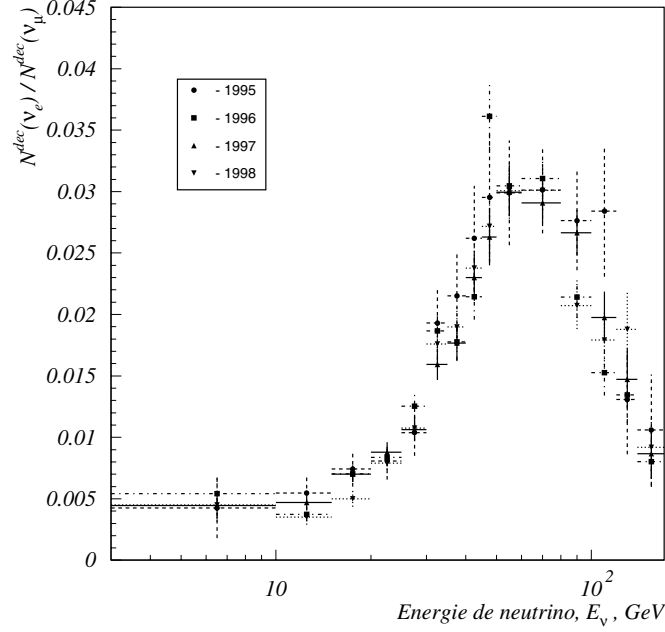
**Tab. 5.6:** Les nombres de p.o.t., d'événements muoniques et d'événements électroniques sélectionnés dans le volume fiduciel "10 modules" durant les prises de données 1995, 1996 et 1998 par rapport aux nombres correspondant aux prises de données 1997.

	1995	1996	1997	1998
$\frac{N_{e^-}}{N_{\mu^-}}, \%$	$1.11 \pm 0.05$	$1.07 \pm 0.02$	$1.05 \pm 0.02$	$1.03 \pm 0.03$
$\frac{N_{e^+}}{N_{\mu^+}}, \%$	$6.1 \pm 0.8$	$5.6 \pm 0.4$	$5.7 \pm 0.4$	$5.7 \pm 0.4$

**Tab. 5.7:** Nombre d'événements  $e^-$  ( $e^+$ ) par rapport au nombre d'événements  $\mu^-$  ( $\mu^+$ ) enregistrés durant chaque période de prise de données.

	1995	1996	1997	1998
$\frac{N_{\nu_e CC}^{dec}}{N_{\nu_\mu CC}^{dec}}, \%$	$1.51 \pm 0.08$	$1.45 \pm 0.03$	$1.42 \pm 0.03$	$1.39 \pm 0.04$
$\frac{N_{\bar{\nu}_e CC}^{dec}}{N_{\bar{\nu}_\mu CC}^{dec}}, \%$	$6.8 \pm 1.6$	$6.3 \pm 0.6$	$6.8 \pm 0.6$	$6.3 \pm 0.6$

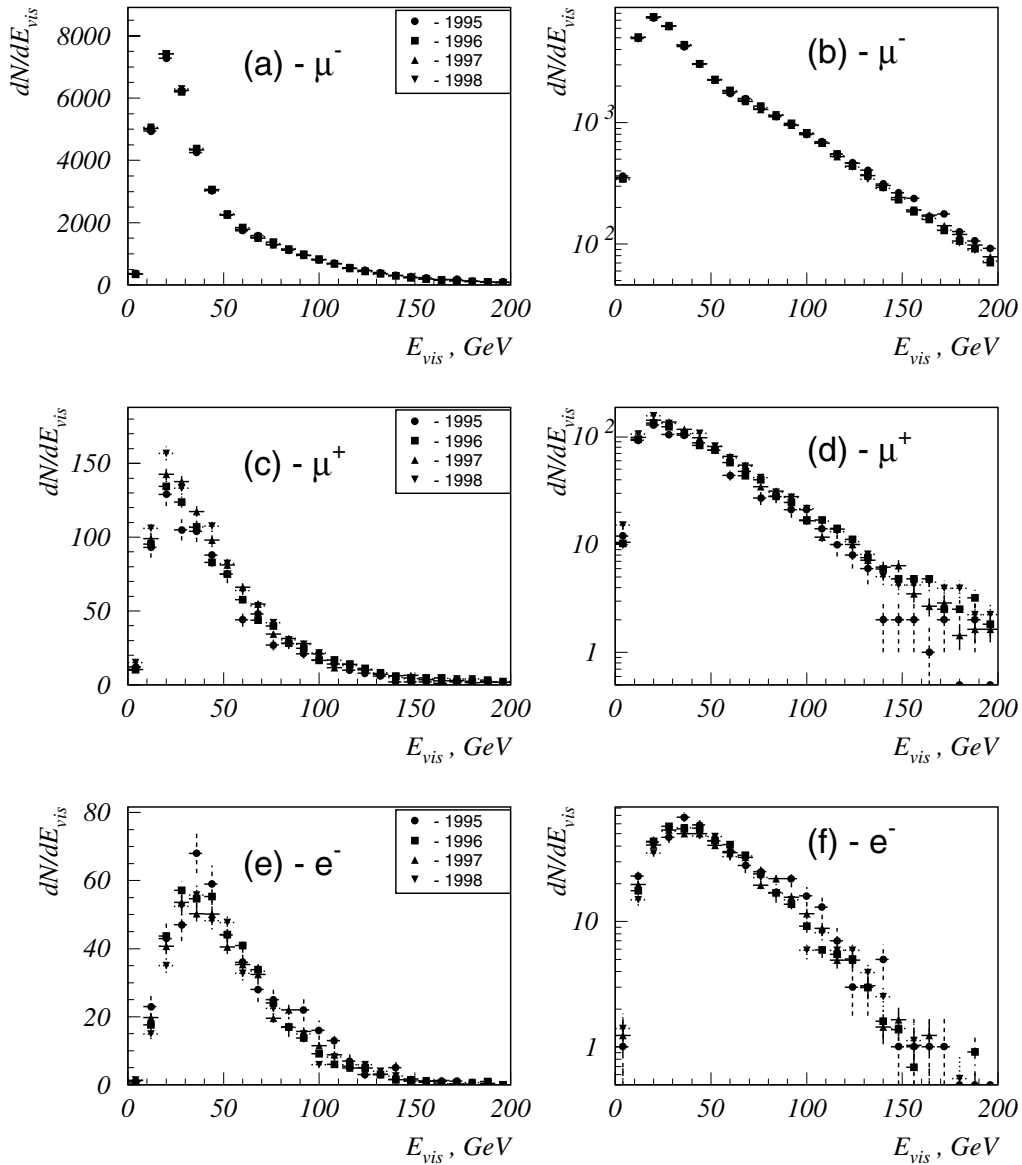
**Tab. 5.8:** Rapport entre les nombres deconvolués d'interactions de neutrinos (antineutrinos) électroniques et d'interactions de neutrinos (antineutrinos) muoniques estimé pour chaque période de prise de données.



**Fig. 5.3:** Comparaison des rapports entre les nombres deconvolués d’interactions de neutrinos électroniques et d’interactions de neutrinos muoniques en fonction de l’énergie des neutrinos estimés pour chaque période de prise de données.

## 5.6 Comparaison données-Monte Carlo

Si des oscillations ont lieu, l’échantillon d’événements  $e^-$  comprendra les trois composantes différentes définies dans les équations 5.1 et 5.2. La contribution du bruit de fond “non-prompt” a déjà été déterminée dans la section 5.2.2. Dans cette section nous décrivons le bruit de fond “prompt”. La section 5.6.1 discute les problèmes de simulation du flux de neutrinos, le programme de simulation et les approches utilisées dans NOMAD pour la détermination du rapport  $\pi/K$  qui détermine le rapport  $\nu_e/\nu_\mu$ . La procédure de normalisation des échantillons d’interactions CC est décrite dans la section 5.6.2. La comparaison entre les distributions en fonction de la variable la plus importante pour la recherche  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , l’énergie reconstruite du neutrino, est effectuée dans la section 5.6.3.



**Fig. 5.4:** Distribution du nombre d'événements  $\mu^-$  (a),  $\mu^+$  (c) et  $e^-$  (e) sélectionnés dans le volume fiduciel "10 modules" durant les prises de données 1995, 1996, 1997 et 1998. Toutes les distributions sont normalisées au nombre d'événements  $\mu^-$  de données 1995. Les (b),(d) et (f) montrent les mêmes distributions en échelle logarithmique.

### 5.6.1 Prédiction du flux de neutrinos

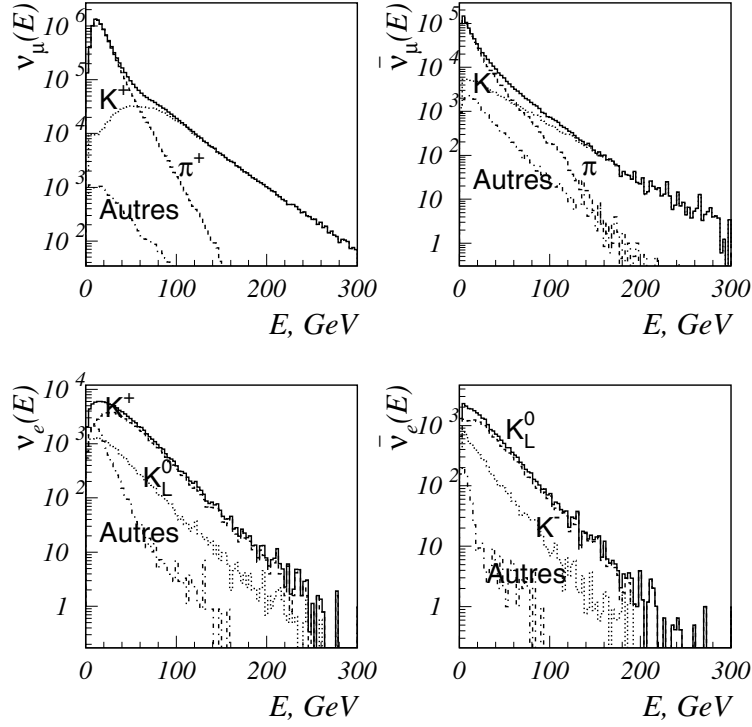
Comme nous l'avons déjà noté, les échantillons de Monte Carlo ont été produits en tenant compte des distributions en énergie et en position radiale  $R^2$  des neutrinos simulées par le programme de simulation de la ligne de faisceau WANF [99, 100] du CERN.

La précision de ces distributions ainsi que la composition relative en différents types de neutrinos du faisceau sont déterminants pour la recherche d'oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ .

Le flux de neutrinos provient principalement des désintégrations en vol des mésons  $\pi^\pm$  et  $K^\pm$  provenant des collisions des protons du SPS ( $E_p = 450$  GeV) sur une cible de béryllium. Les contributions de ces mésons sont différentes pour chaque type de neutrino. Les neutrinos  $\nu_\mu$  ( $\bar{\nu}_\mu$ ) sont produits essentiellement dans des désintégrations à 2 corps tant pour le  $\pi^\pm$  ( $\sim 100$  % du rapport d'embranchement) que pour le  $K^\pm$  (63.5 %) [29]. La composante de neutrinos électroniques dans le flux total provient en général des désintégrations à 3 corps de  $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$ , de  $K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$  et de  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$  (voir figure 5.5 et tableau 5.9). Le rapport  $\nu_e / \nu_\mu$  et sa distribution en énergie dépendent du rapport entre mésons primaires  $\pi/K$ . Donc, la qualité de la description du flux est définie par la précision de description de la production ces mésons dans les collisions  $pBe$ .

Plusieurs modèles ont été utilisés pour améliorer la simulation de cette interaction. Le Monte Carlo officiel de NOMAD utilise le générateur GEANT-FLUKA ("FLUctuating KAskad") (GFLUKA ou FLUKA92) [127, 102] intégré dans GEANT [102] qui calcule les sections efficaces totales et différentielles des processus hadroniques. Cette simulation a ensuite été considérablement développée dans le programme "Fluka standalone".

Les prédictions de production de mésons secondaires dans les collisions proton-béryllium obtenues en utilisant les générateurs FLUKA92 et "Fluka standalone" ont été comparées avec les mesures expérimentales [151, 152]. Les mesures de la production de  $\pi^\pm$  et de  $K^\pm$  dans les collisions de protons de 400 GeV/c sur béryllium effectuées par Atherton et al. [153] pour des impulsions de particules secondaires supérieures à



**Fig. 5.5:** Composantes du flux de neutrinos WANF pour différents parents d'origine telles qu'elles sont déterminées pour NOMAD par le générateur “Fluka standalone” (FLUKA98) suivi du programme de transport NUBEAM612.

60 GeV/c ont été complétées par les mesures de la collaboration NA56 (ou SPY - “Secondary Particle Yields”) [103, 104] à 450 GeV/c. Les résultats montrent que “Fluka standalone” décrit les résultats expérimentaux mieux que les autres générateurs accessibles dans GEANT et en particulier FLUKA92.

Dans notre analyse nous utilisons la prédiction de la production des mésons faite par une récente version du générateur “Fluka standalone” (FLUKA98) [154] corrigée pour tenir compte les résultats expérimentaux de SPY et Atherton et al.

Une autre prédiction des flux de neutrinos est obtenue en utilisant les spectres en énergies des interactions  $\nu_\mu$  CC,  $\bar{\nu}_\mu$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC mesurés dans NOMAD. La méthode de l’“Empirical parametrization” [142, 155] permet d'extraire les sections efficaces différentielles de production des mésons secondaires par un ajustement empirique des distributions des interactions des  $\nu_\mu$  CC,  $\bar{\nu}_\mu$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC de basse énergie hadronique.

Flux (100 %)	Désintégration	contribution, %
$\nu_\mu$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	89.6
	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	9.7
	Autres ( $K_L^0$ , Charm, $\mu^-$ , etc.)	0.14
$\bar{\nu}_\mu$	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	83.3
	$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$	11.5
	Autres ( $K_L^0$ , $\mu^+$ , Charm, etc.)	2.9
$\nu_e$	$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$	67.3
	$K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e$	18.2
	Autres ( $\mu^+$ , Charm, $\Lambda/\Sigma$ , etc.)	13.7
$\bar{\nu}_e$	$K^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$	23.8
	$K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e$	71.3
	Autres ( $\mu^-$ , Charm, $\Lambda/\Sigma$ , etc.)	3.0

**Tab. 5.9:** Contribution relative des désintégrations de différentes sources au flux total de chacun des neutrinos  $\nu_\mu$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\nu_e$  et  $\bar{\nu}_e$ . Les nombres sont déterminées pour NOMAD par le générateur “Fluka standalone” (FLUKA98) suivi du programme de transport NUBEAM612.

Ces deux prédictions du flux des mésons secondaires : FLUKA98 et “Empirical Parametrization” sont utilisées pour la simulation du flux des neutrinos, ce qui permet d’avoir deux prédictions indépendantes.

Le suivi des mésons secondaires dans la ligne de faisceau WANF a été effectué par le programme NUBEAM [128] qui décrit leur transport dans le champ magnétique de la corne et du réflecteur, simule leurs désintégrations, absorptions et interactions secondaires dans les matériaux passifs de la ligne.

Le passage des distributions en  $E_\nu$  et en  $R^2$  prédites par le FLUKA92 aux distributions correspondant aux différentes prédictions du faisceau est effectué en utilisant des tableaux de correction [135] en fonction du type du neutrino, de  $E_\nu$  et de  $R^2$ .

Une comparaison détaillée entre des spectres en énergies des interactions CC DIS simulés et mesurés durant des périodes de prises de données 1995-1996 peut être trouvée dans [123]. Les flux de neutrinos déterminés par les générateurs FLUKA92 et FLUKA95 [127], ainsi que, par l’“Empirical Parametrization 1995”, obtenue sur les données 1995, ont été utilisés pour cette comparaison. Un désaccord important a été observé entre simulations et données tant pour le nombre absolu des interactions  $\bar{\nu}_\mu$  CC



que pour leur spectre énergétique, ce qui a révélé les incertitudes de ces simulations.

Ces derniers temps, un effort particulier a été mené pour diminuer ces erreurs systématiques et améliorer l'accord entre mesures et simulation (en particulier pour le spectre  $\bar{\nu}_\mu$ ). Plusieurs effets ont été introduits dans la dernière version de programme NUBEAM - NUBEAM612 [150, 156] : profil mesuré des protons incidents sur la cible  $Be$ , simulation précise du champ magnétique, etc. La description géométrique de la cible et de la ligne du faisceau a été considérablement précisée.

Le flux prédit par FLUKA98-NUBEAM612 sera utilisé pour l'analyse suivante.

L'énergie moyenne des composantes du flux et leur fraction relative dans le faisceau par rapport au flux de  $\nu_\mu$  sont montrés dans le tableau 5.10. Le rapport entre les nombres d'interactions courant chargé est estimé de la façon suivant :

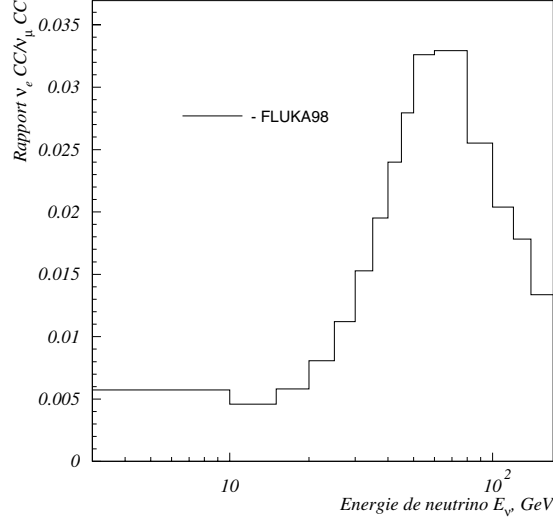
$$\frac{N(\bar{\nu}_x^{(-)} \text{ CC})}{N(\nu_\mu \text{ CC})} = \frac{\sigma^{\bar{\nu}_x^{(-)}}}{\sigma^{\nu_\mu}} \cdot \frac{\int \Phi^{\bar{\nu}_x^{(-)}}(E_\nu) E_\nu dE_\nu}{\int \Phi^{\nu_\mu}(E_\nu) E_\nu dE_\nu}, \quad (5.10)$$

où  $\bar{\nu}_x^{(-)} \text{ CC} = (\bar{\nu}_\mu \text{ CC}, \nu_e \text{ CC et } \bar{\nu}_e \text{ CC})$ , et le rapport entre les sections efficaces d'interactions courant chargé  $\sigma^{\bar{\nu}_x^{(-)}}/\sigma^{\nu_\mu}$  est pris égal 1 (0.5) [149, 155] pour des neutrinos (antineutrinos).

Prédiction de flux de neutrinos				
	flux total		interaction CC	
	$\Phi(\bar{\nu}_x^{(-)})/\Phi(\nu_\mu)$ , %	$\langle E_\nu \rangle$ , GeV	$N(\bar{\nu}_x^{(-)} \text{ CC})/N(\nu_\mu \text{ CC})$ , %	$\langle E_\nu \rangle$ , GeV
$\nu_\mu$	100	24.12	100	45.71
$\bar{\nu}_\mu$	7.79	16.29	2.59	39.52
$\nu_e$	1.02	36.49	1.54	57.56
$\bar{\nu}_e$	0.27	27.91	0.15	49.27

**Tab. 5.10:** Flux et nombre d'interactions courant chargé attendus dans NOMAD pour les différents types de neutrinos par rapport aux valeurs correspondantes de  $\nu_\mu$ . La prédiction est faite par FLUKA98-NUBEAM612 pour une surface fiducielle de  $260 \times 260 \text{ m}^2$ .

Le rapport attendu d'interactions CC de  $\nu_e$  et de  $\nu_\mu$  compte tenu du flux incident est montré sur la figure 5.6. On observe que la région de basse énergie est la plus sensible pour la recherche du signal des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  : un excès de  $\nu_e$  y serait plus facilement détectable.



**Fig. 5.6:** Rapport attendu dans NOMAD entre les nombres d’interactions  $\nu_e$  CC et  $\nu_\mu$  CC en fonction de l’énergie des neutrinos.

### 5.6.2 Normalisation du Monte Carlo

L’estimation du nombre attendu d’interactions  $\bar{\nu}_\mu$  CC,  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC dues au flux incident (interactions “prompt”) est faite en utilisant le nombre d’interactions  $\nu_\mu$  CC sélectionnées dans les données et le rapport du nombre  $\bar{\nu}_x^{(-)}$  CC ( $\bar{\nu}_x^{(-)} = (\bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e)$ ) au nombre  $\nu_\mu$  CC prédit par la simulation (voir tableau 5.10). La normalisation est effectuée séparément pour chaque période de prise de données.

La distribution finale de l’échantillon simulé  $\nu_\mu$  CC :  $N_{\nu_\mu}^{fin}(E_{vis})^1$  est normalisée au nombre d’interactions  $\nu_\mu$  CC observées dans les données  $N_{\nu_\mu}^{obs}$  :

$$\hat{N}_{\nu_\mu}^{fin}(E_{vis}) = N_{\nu_\mu}^{fin}(E_{vis}) \times \frac{N_{\nu_\mu}^{obs}}{N_{\nu_\mu}^{fin}}, \quad (5.11)$$

où  $\hat{N}_{\nu_\mu}^{fin}(E_{vis})$  - est la distribution normalisée.

Pour la distribution initiale en fonction de l’énergie du neutrino (avant application des coupures de l’analyse) nous utilisons le même facteur de normalisation :

<sup>1</sup>à titre d’exemple, nous montrons la normalisation dans le cas de la distribution d’énergie totale visible ; elle est identique pour chacune des autres variables

$$\hat{N}_{\nu_\mu}^{ini}(E_\nu) = N_{\nu_\mu}^{ini}(E_\nu) \times \frac{N_{\nu_\mu}^{obs}}{N_{\nu_\mu}^{fin}}, \quad (5.12)$$

Le nombre initial d'événements de chacun des trois autres échantillons ( $\bar{\nu}_e$  CC,  $\nu_e$  CC et  $\bar{\nu}_e$  CC) doit correspondre au nombre d'interactions courant chargé prédit par le programme de simulation du faisceau. Sa normalisation absolue est assurée par le nombre d'interactions  $\nu_\mu$  CC déjà normalisé :

$$\hat{N}_{\nu_x^{(-)}}^{ini} = \hat{N}_{\nu_\mu}^{ini} \times \frac{N(\nu_x^{(-)} \text{ CC})}{N(\nu_\mu \text{ CC})}, \quad (5.13)$$

où  $N(\nu_x^{(-)} \text{ CC})/N(\nu_\mu \text{ CC})$  est une prédiction du nombre relatif d'interactions courant chargé de neutrinos  $\nu_x^{(-)}$  par rapport au nombre d'interactions  $\nu_\mu$  CC dans le volume fiduciel de NOMAD (voir tableau 5.10).

Donc, les distributions initiale et finale de  $\bar{\nu}_\mu$  CC,  $\nu_e$  CC,  $\bar{\nu}_e$  CC sont normalisées par :

$$\hat{N}_{\nu_x^{(-)}}^{ini}(E_\nu) = N_{\nu_x^{(-)}}^{ini}(E_\nu) \times \mathcal{R}_{\nu_\mu}^{(\nu_x^{(-)})}, \quad (5.14)$$

$$\hat{N}_{\nu_x^{(-)}}^{fin}(E_{vis}) = N_{\nu_x^{(-)}}^{fin}(E_{vis}) \times \mathcal{R}_{\nu_\mu}^{(\nu_x^{(-)})}, \quad (5.15)$$

où le facteur de normalisation  $\mathcal{R}_{\nu_\mu}^{(\nu_x^{(-)})}$  est défini par le rapport :

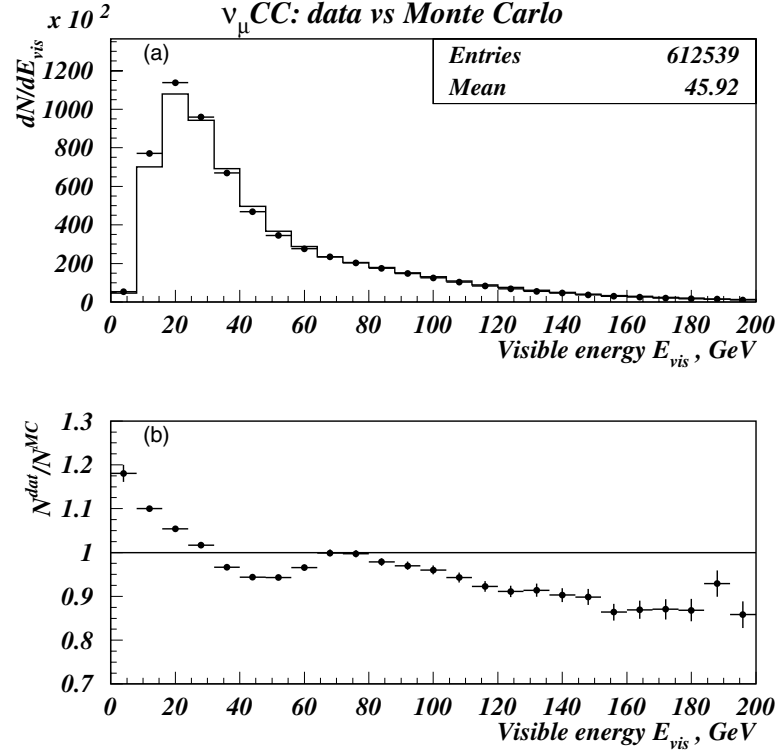
$$\mathcal{R}_{\nu_\mu}^{(\nu_x^{(-)})} = \frac{N_{\nu_\mu}^{obs}}{N_{\nu_\mu}^{fin}} \cdot \frac{N_{\nu_\mu}^{ini}}{N_{\nu_x^{(-)}}^{ini}} \cdot \frac{N(\nu_x^{(-)} \text{ CC})}{N(\nu_\mu \text{ CC})}. \quad (5.16)$$

Les distributions normalisées des interactions CC “prompt” s’ajoutent au bruit de fond “non-prompt” correspondant. La somme des distributions de chaque période de prise de données est comparée avec la totalité des données accumulées dans NOMAD.

### 5.6.3 Energie totale visible des échantillons $\mu^-$ , $\mu^+$ et $e^+$

Le spectre mesuré des interactions  $\nu_\mu$  CC en fonction de l'énergie reconstruite du neutrino est montrée sur la figure 5.7(a). Celui-ci est comparé avec le spectre prédit.

La différence entre les nombres observés et prédits varie en fonction de l'énergie totale visible (fig. 5.7(b)). On observe que pour les énergies inférieures à 30 GeV le

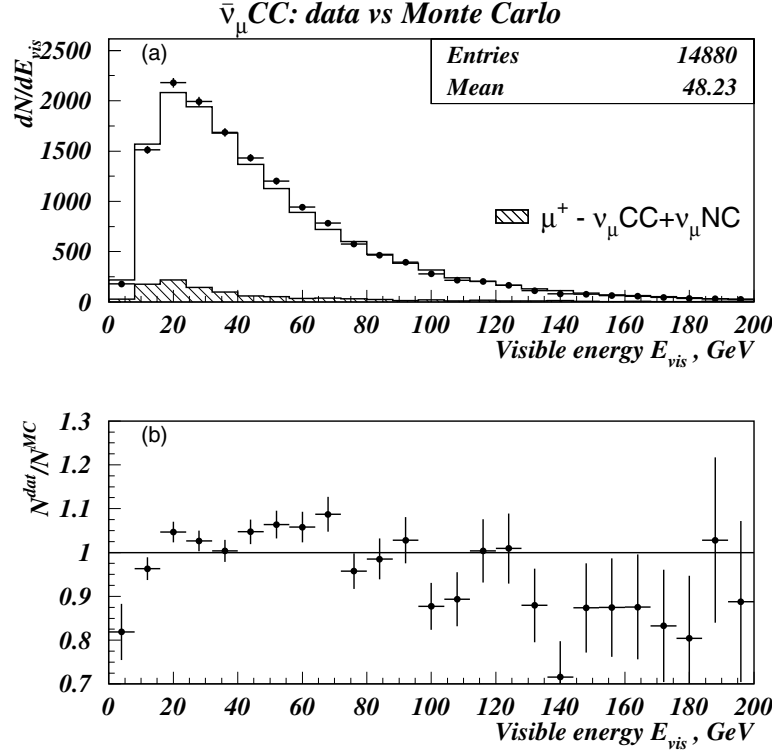


**Fig. 5.7:** (a) : Le spectre observé d’interactions  $\nu_\mu$  CC DIS (points avec barres d’erreur) est comparé avec le spectre attendu (ligne continue) prédit par le Monte Carlo. La prédiction a été normalisée au nombre d’événements  $\nu_\mu$  CC observés dans les données. (b) : Le nombre d’événements observés par rapport au nombre attendu  $N^{dat}/N^{MC}$  en fonction de l’énergie totale visible.

nombre d’événements dans les données est supérieur au nombre attendu. Un désaccord atteignant 20 % est observé dans la région des basses énergies. Par contre, à partir de 80 GeV le nombre attendu d’interactions  $\nu_\mu$  CC dépasse celui observé et le désaccord atteint 10 %.

La comparaison entre les spectres mesuré et attendu en énergie reconstruite des neutrinos est montrée sur la figure 5.8 (a,b) pour les événements  $\mu^+$ . Le bruit de fond “non-prompt” s’ajoute à la distribution des  $\bar{\nu}_\mu$  CC simulée normalisée au nombre d’événements  $\nu_\mu$  CC sélectionnés dans les données en utilisant le rapport  $\bar{\nu}_\mu$  CC/ $\nu_\mu$  CC.

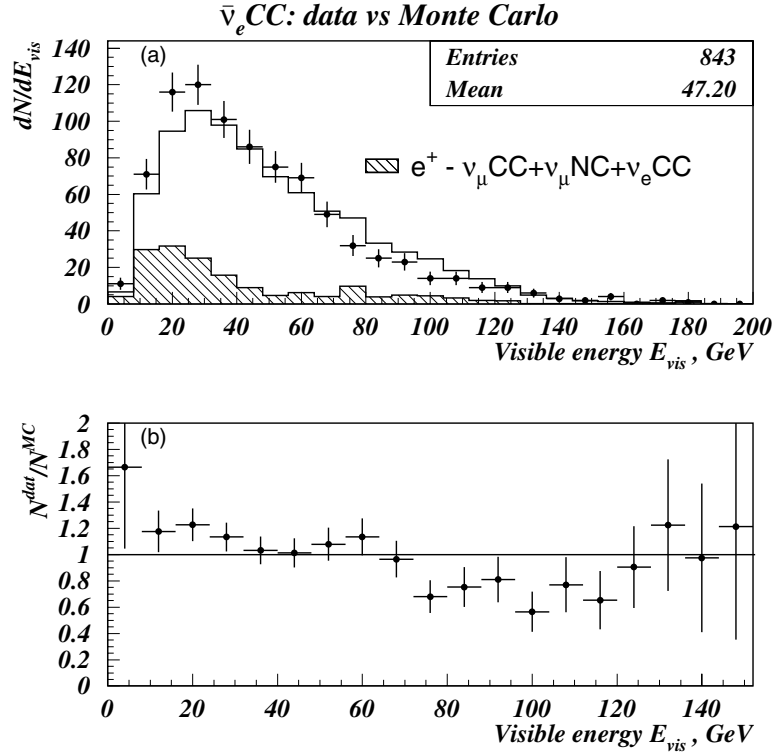
On observe que la simulation reproduit correctement la forme du spectre mesuré. Dans l’intervalle d’énergie de 10-100 GeV, où se trouve la majorité de la statistique, le



**Fig. 5.8:** (a) : Le spectre observé des événements  $\mu^+$  (points avec barres d'erreur) est comparé avec le spectre attendu (ligne continue) prédit par le Monte Carlo. La contribution du bruit de fond “non-prompt”  $\mu^+$  provenant des interactions  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_\mu$  NC est indiquée par la zone hachurée. Le spectre attendu des  $\bar{\nu}_\mu$  CC dans l'échantillon  $\mu^+$  a été normalisé au nombre d'événements  $\nu_\mu$  CC observés dans les données compte tenu du rapport  $\bar{\nu}_\mu$  CC/ $\nu_\mu$  CC. (b) : Le nombre d'événements observés par rapport au nombre attendu  $N^{dat}/N^{MC}$  en fonction de l'énergie reconstruite de neutrino.

nombre d'événements observés est supérieur au nombre d'événements attendus, mais ce désaccord est inférieur à 10 %. Dans la région de haute énergie la simulation prédit plus d'événements que ce que nous observons dans les données cependant l'accord est satisfaisant compte tenu des grandes incertitudes statistiques dans cette région là. Le désaccord le plus important,  $\sim 20$  %, est observé dans l'intervalle de plus basse énergie.

Le spectre observé des événements  $e^+$  est montré sur la figure 5.9 (a). Celui est comparé avec le spectre attendu d'événements  $e^+$  prédit par le Monte Carlo (voir figures 5.9(a,b)). La distribution des positrons “prompt” a été normalisé au nombre



**Fig. 5.9:** (a) : Le spectre observé des événements  $e^+$  (points avec barres d'erreur) est comparé avec le spectre attendu (ligne continue) prédit par le Monte Carlo. La contribution du bruit de fond “non-prompt”  $e^+$  provenant des interactions  $\nu_\mu$  CC,  $\nu_\mu$  NC et  $\nu_e$  CC est indiquée par la zone hachurée. Le spectre attendu des  $\bar{\nu}_e$  dans l'échantillon  $e^+$  a été normalisée au nombre d'événements  $\nu_\mu$  CC observés dans les données compte tenu du rapport  $\bar{\nu}_e$  CC/ $\nu_\mu$  CC. (b) : Le nombre d'événements observés par rapport au nombre attendu  $N^{dat}/N^{MC}$  en fonction de l'énergie reconstruite de neutrino sur l'intervalle de l'énergie inférieure à 150 GeV.

des  $\nu_\mu$  CC compte tenu du rapport attendu  $\bar{\nu}_e$  CC/ $\nu_\mu$  CC. Cette contribution a été ajoutée à la distribution correspondante du bruit de fond  $e^+$  qui représente environ 20 % de la totalité de l'échantillon  $e^+$ . La statistique de l'échantillon est faible, les incertitudes sont grandes. On observe donc une sous-estimation de 20 % du nombre des  $e^+$  attendus dans la région de basse énergie et une surestimation de 30 % entre 70 GeV et 120 GeV.

La comparaison de la distribution en  $E_{vis}$  des événements  $e^-$  avec la prédiction du Monte Carlo est exclue de cette sous-section pour des raisons qui seront explicitées

par la suite.

## 5.7 Analyse “aveugle”

Les comparaisons effectuées dans la section précédente montrent des différences importantes entre données et simulations, en particulier pour les spectres en énergie reconstruite du neutrino.

Du fait du grand nombre d'événements courants chargés accumulé dans NOMAD, les erreurs statistiques sont faibles et les erreurs systématiques liées à la prédiction du faisceau deviennent dominantes pour l'analyse  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . La précision de la connaissance du spectre  $\nu_e$  CC “prompt” dans l'échantillon  $e^-$  et du rapport attendu  $R_{e\mu}(E_{vis})$  détermine le résultat de recherche.

C'est pourquoi la collaboration NOMAD a pris la décision d'adopter pour l'analyse  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  une procédure déjà adoptée pour l'analyse  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  [157] qui consiste à effectuer une analyse “en aveugle”, sans comparaison du spectre  $N_{e-}(E_{vis})$  et du rapport  $R_{e\mu}$  dans lequel nous recherchons le signal d'oscillations. Le programme de simulation du flux ne pouvant être ajusté que sur  $\mu^-$ ,  $\mu^+$  et  $e^+$ , de même, l'étude des incertitudes systématiques liées à notre analyse sera effectuée sans l'utilisation de la distribution  $N_{e-}(E_{vis})$ .

Il faut noter qu'un accord entre les distributions du nombre absolu des événements  $\mu^-$ ,  $\mu^+$  et  $e^+$  observés et attendus est évidemment important. Cependant, dans le rapport  $R_{e\mu}$  une partie de ces incertitudes se compense. La connaissance des incertitudes sur le rapport  $R_{e\mu}$  reste donc le point essentiel de notre analyse.

La faible contamination de  $\bar{\nu}_\mu$  dans le faisceau et la faible probabilité non-exclue d'oscillations ( $P < 4 \cdot 10^{-3}$ ) rendent la contamination provenant des oscillations  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  à l'échantillon  $e^+$  non-mesurable. Nous utilisons donc cet échantillon comme échantillon de contrôle pour l'analyse  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , en particulier pour l'étude des incertitudes sur le bruit de fond “non-prompt” similaire pour les deux échantillons.

Enfin, nous effectuerons une comparaison entre les spectres en  $E_{vis}$  ainsi qu'entre les nombres absolus des événements observés et attendus après une discussion des effets systématiques qui peuvent modifier ces spectres et le rapport  $R_{e\mu}$ .

## 5.8 Etude des incertitudes systématiques

Différentes raisons (en l'absence d'oscillations) peuvent amener une modification d'un des termes du rapport  $R_{e\mu}$ .

Au début de cette section nous discutons les incertitudes sur les nombres absolu et observé et, enfin sur le rapport  $R_{e\mu}$ .

### 5.8.1 Incertitudes sur l'échelle d'énergie totale visible

La recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  est basée sur la comparaison des rapports  $R_{e\mu}$  observés et attendus en fonction de l'énergie reconstruite du neutrino  $E_{vis}$ . Cette énergie est estimée à partir de l'énergie reconstruite du lepton primaire et la somme des énergies (ou des impulsions) des différents “objets” qui constituent le jet hadronique (voir Sec. 4.11). La “vraie” énergie  $E_\nu$  du neutrino interagissant est inconnue, elle est estimée par  $E_{vis}$ .

Une échelle de  $E_{vis}$  dans les données, différente de la prédiction, pourrait modifier le  $R_{e\mu}(E_{vis})$  observé par rapport au  $R_{e\mu}(E_{vis})$  prédit. Il faut donc estimer l'incertitude liée à la reconstruction de l'énergie dans les données et dans la simulation.

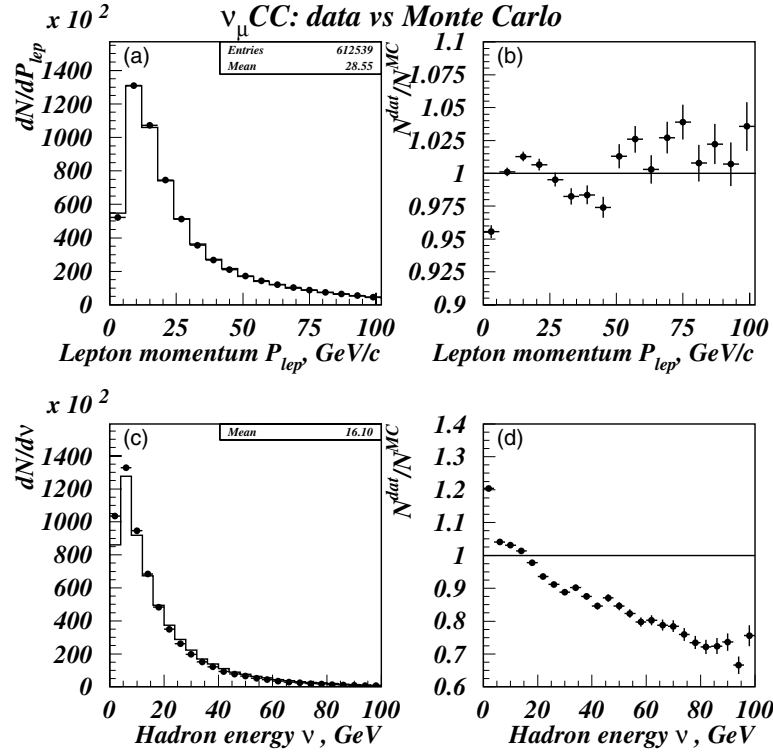
L'échelle d'énergie du lepton primaire (voir [158] et ses références) peut être établie facilement.

L'énergie du muon primaire est déterminée par son impulsion (en négligeant la masse du muon). Elle est connue avec une précision limitée par des incertitudes systématiques (connaissances du champ magnétique et alignement des chambres à dérive). La comparaison entre les spectres en énergie du muon primaire de l'échantillon des  $\nu_\mu$  CC montre un accord au niveau de 5 % entre données et simulations (fig. 5.10 (a,b)).

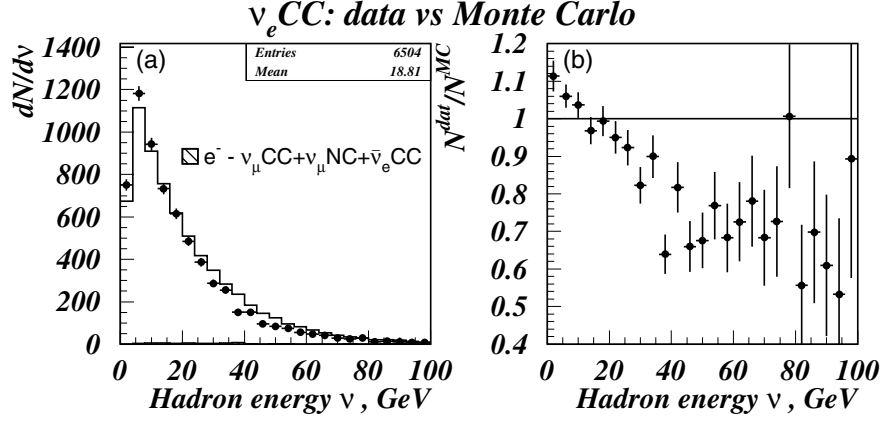
L'énergie de l'électron déterminée par l'ECAL en utilisant l'algorithme de “bande bremsstrahlung” a été vérifiée par les mesures en faisceau test. Son échelle est connue avec une précision de 0.5 % [115].

L'incertitude principale liée à la reconstruction de l'énergie totale visible vient de la reconstruction de l'énergie hadronique. La comparaison des distributions observées





**Fig. 5.10:** Les échantillons mesuré et simulé des interactions  $\nu_\mu$  CC : (a) - spectres en énergie du muon primaire mesuré (points avec barres d'erreur) et attendu (points avec barres d'erreur), (b) - rapport "données sur MC" en fonction de l'énergie du muon primaire, (c) - spectre en énergie hadronique mesuré (points avec barres d'erreur) et attendu (points avec barres d'erreur), (d) - rapport "données sur MC" en fonction de l'énergie hadronique. Les distributions simulées ont été normalisées au nombre d'événements observés.



**Fig. 5.11:** Les échantillons mesuré et simulé des événements  $e^-$  : (a) - spectre en énergie hadronique mesuré (points avec barres d'erreur) et attendu (points avec barres d'erreur). Le fond “non-prompt”  $e^-$  est montré en hachuré et s'ajoutait au signal attendu  $\nu_e$  CC “prompt” normalisé au nombre des  $\nu_\mu$  CC. (b) - rapport “données sur MC” en fonction de l'énergie hadronique.

et attendues en énergie hadronique est montré sur la figure 5.10(c,d) pour des  $\nu_\mu$  CC et sur la figure 5.11(a,b) pour des événements  $e^-$ . L'énergie moyenne attendue est systématiquement supérieure à celle observée de 10.5 % et 9.5 % pour les  $\nu_\mu$  CC et les événements  $e^-$  respectivement. Le même écart de 10 % (9 %) est observé pour des événements  $\mu^+$  ( $e^+$ ).

L'utilisation du rapport  $R_{e\mu}(E_{vis})$  diminue l'influence du désaccord en énergie hadronique, mais sans que la compensation soit totale. Cette incertitude peut être éliminée par une calibration de l'énergie hadronique.

### Calibration de l'énergie hadronique

L'écart observé entre l'énergie hadronique des données et du MC peut être expliqué tant par des incertitudes de la simulation du jet hadronique de diffusion profondément inélastique au niveau NEGLIB [129] que par des incertitudes de la simulation suivante par GENOM [119]. D'autre part, aussi il peut provenir de la reconstruction des événements, bien qu'elle soit identique pour les données et pour le Monte Carlo. La raison de cet écart est inconnue, mais il est observé dans les quatre échantillons, qui donnent des estimations compatibles de sa valeur.

Cet écart peut être partiellement éliminée par la procédure de la modification de l'échelle de  $E_{had}$  [158, 159, 160, 161] dans les données ou la prévision, car nous ne pouvons pas déterminer laquelle des énergies est "vraie". Nous utilisons les données comme elles sont et c'est la simulation qui est corrigée.

Le facteur de correction  $A$  est déterminé en exigeant un accord entre les distributions de l'énergie totale visible  $E_{vis}$  et de la variable d'échelle  $Y_{bj} = E_{had}/E_{vis}$ , la variable universelle pour les interactions  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_e$  CC.

Pour une interaction de neutrino d'énergie  $E_\nu$  nous avons donc deux estimations de l'énergie  $E_{vis}$  reconstruite respectivement dans les données et le Monte Carlo :

$$\begin{aligned} E_{vis}^D &= E_{lep}^D + E_{had}^D = E_{vis}^{\text{"vraie"}} \\ E_{vis}^{MC} &= E_{lep}^{MC} + E_{had}^{MC}. \end{aligned} \quad (5.17)$$

Comme nous l'avons déjà discuté, l'échelle d'énergie du lepton primaire est identique dans les données et dans le Monte Carlo. Elle peut être exprimée de la façon suivante :

$$E_{lep}^D = E_{lep}^{\text{"vraie"}} = E_{lep}^{MC} = (1 - Y_{bj}^{MC}) \cdot E_{vis}^{MC}. \quad (5.18)$$

L'énergie hadronique reconstruite dans les données  $E_{had}^D$  est différente de l'énergie reconstruite simulée  $E_{vis}^{MC}$  du facteur  $A$  :

$$E_{had}^D = E_{had}^{\text{"vraie"}} = A \cdot E_{had}^{MC} = A \cdot Y_{bj}^{MC} \cdot E_{vis}^{MC}. \quad (5.19)$$

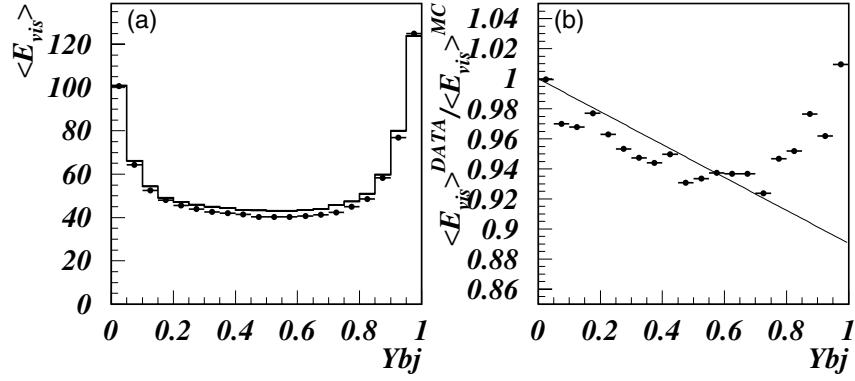
On obtient donc une relation entre les  $E_{vis}$  mesurées et attendues :

$$E_{vis}^D = E_{lep}^D + E_{had}^D = (1 + (A - 1) \cdot Y_{bj}^{MC}) \cdot E_{vis}^{MC}. \quad (5.20)$$

En utilisant le rapport entre ces énergies en fonction de la variable de Bjorken :

$$\frac{E_{vis}^D}{E_{vis}^{MC}} = 1 + (A - 1) \cdot Y_{bj}^{MC}, \quad (5.21)$$

nous pouvons définir le facteur de correction  $A$ . Dans le cas où la correction n'est pas nécessaire, ce facteur  $A$  est égale à un et aucune dépendance en  $Y_{bj}$  ne sera observée pour le rapport  $\frac{E_{vis}^D}{E_{vis}^{MC}}$ .



**Fig. 5.12:** (a) : Energie moyenne reconsruite de neutrino en fonction de la variable Bjorken  $Y_{bj}$  des échantillons  $\nu_\mu$  CC de données (points) et simulé (ligne continue). (b) Rapport  $\langle E_{vis}^{DATA} \rangle / \langle E_{vis}^{MC} \rangle$  en fonction de  $Y_{bj}$ . Le facteur de correction  $A$  de le  $E_{had}$  simulé a été déterminé par l’ajustement de ce rapport par la ligne droite  $1 + (A - 1) \cdot Y_{bj}$  sur l’intervalle  $Y_{bj} < 0.8$ . Les valeurs du rapport sont prises avec les poids unités statistiques. Le résultat de l’ajustement est montré par la droite.

Comme les spectres en  $E_\nu$  sont continus, pour déterminer le facteur  $A$  nous utilisons le rapport  $F$  entre les  $E_{vis}$  moyennes des données et du MC en fonction de  $Y_{bj}$  (voir figure 5.12(a)) :

$$F(Y_{bj}) = \left. \frac{\langle E_{vis}^{DATA} \rangle}{\langle E_{vis}^{MC} \rangle} \right|_{Y_{bj}} = 1 + (A - 1) \cdot Y_{bj} \quad (5.22)$$

de l’échantillon statistiquement le plus significatif des événements  $\nu_\mu$  CC.

On observe que  $E_{vis}$  simulée est systématiquement supérieure à  $E_{vis}$  mesurée presque à toutes les valeurs de  $Y_{bj}$  (figure 5.12(b)).

Dans la région où  $Y_{bj} \rightarrow 0$ , l’énergie reconstruite du neutrino est constituée essentiellement de l’énergie du muon primaire. Les événements de basse énergie hadronique, dits de type “quasi-élastique”, se concentrent dans cette région. La différence entre  $E_{vis}$  mesurée et attendue introduite par l’écart entre les  $E_{had}$  est donc négligeable. Les énergies moyennes sont identiques ( $F(Y_{bj} \rightarrow 0) \rightarrow 1$ ) ce que démontre un bon accord entre les échelles de l’énergie du muon dans les données et le Monte Carlo (l’expression 5.18 a été obtenue en utilisant ce fait).

A partir de  $Y_{bj} = 0.5$  l’énergie hadronique commence à dominer dans  $E_{vis}$ . Pour

$Y_{bj} > 0.8$  on observe un désaccord entre le rapport  $F$  et sa dépendance définie par l'expression 5.22. La reconstruction des événements de haute énergie hadronique qui se concentrent dans cette région de  $Y_{bj}$  et l'estimation de  $E_{had}$  de tels événements sont compliquées. Ce qui peut introduire un biais en  $\langle E_{vis} \rangle$  reconstruite. Nous nous limiterons à une correction linéaire en  $Y_{bj}$  bien que la correction réelle dépende sans doute de nombreux autres facteurs.

L'ajustement du rapport  $F(Y_{bj})$  par la droite n'est effectué que sur l'intervalle  $Y_{bj} < 0.8$ , jusqu'à sa valeur minimal. Le résultat de l'ajustement donne un facteur  $A$  égal à 89 %. La surestimation de  $E_{had}$  dans le Monte Carlo est donc de 11 % par rapport aux données.

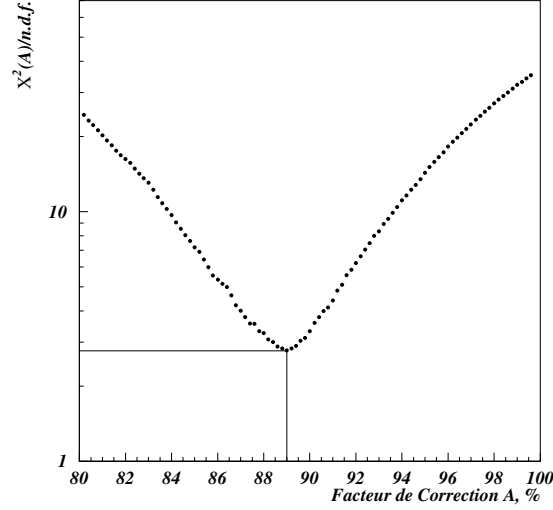
Une justification supplémentaire de la correction de  $E_{had}$  simulée est obtenue par comparaison des distributions en  $E_{vis}$  des événements  $\nu_\mu$  CC en utilisant l'estimateur de  $\chi^2$  :

$$\chi^2(A) = \sum_{n=1}^N \frac{(N_i^{MC}(A) - N_i^{DATA})^2}{N_i^{MC}(A) + N_i^{DATA}}, \quad (5.23)$$

où  $N_i^{DATA}$ ,  $N_i^{MC}(A)$  sont respectivement le nombre d'événement des données et du MC dans un certain intervalle de l'énergie  $E_{vis}$ . Le nombre  $N_i^{MC}(A)$  est une fonction du facteur  $A$  :

1. l'échelle d'énergie hadronique de chaque événement simulé  $\nu_\mu$  CC est corrigée en fonction de la valeur de  $A$  ;
2. toutes les coupures de sélection sont donc appliquées pour chaque événement simulé. On note que la modification de  $E_{had}$  change l'efficacité de sélection des interactions par diffusion profondément inélastique (voir la coupure sur l'énergie transférée  $\nu$  définie dans la Sec. 4.12.3) ;
3. pour le spectre mesuré en  $E_{had}$  et le spectre attendu biaisé par le facteur  $A$  on calcule l'estimateur  $\chi^2$ .

La modification de  $\chi^2$  en fonction du facteur  $A$  est montrée sur la figure 5.13. Le minimum de  $\chi^2$  correspond au facteur  $A = 89$  %. Sa valeur est donc identique à la valeur déterminée ci-dessus. Cependant, la grande valeur minimale de  $\chi^2 \simeq 2.7$  calculée pour un degré de liberté nous rappelle que notre hypothèse concernant la



**Fig. 5.13:** L'estimateur de  $\chi^2$  calculé pour les distributions en  $E_{vis}$  des événements  $\nu_\mu$  CC simulés et sélectionnés dans les données en fonction du facteur de correction de l'échelle de  $E_{had}$  des événements simulés.

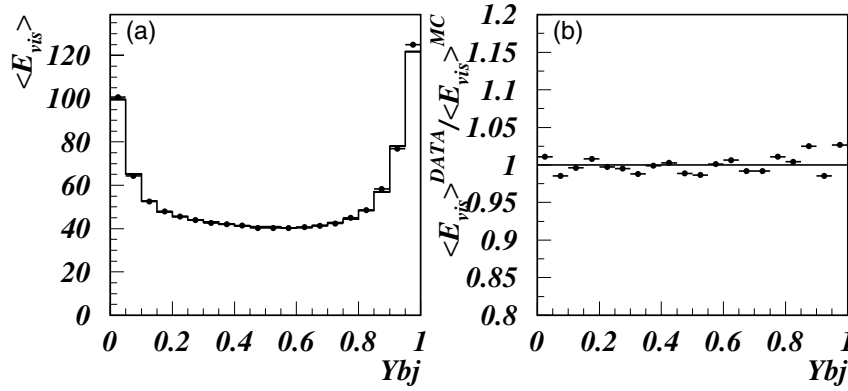
correction de  $E_{had}$  simulée par un facteur constant reste approximative.

Cette correction de 11 % néanmoins assure un meilleur accord tant entre les distributions en  $E_{vis}$  que pour les énergies moyennes en fonction de  $Y_{bj}$  (figure 5.14(a,b)). Les énergies moyennes montrent un accord de 2 % partout sur l'intervalle de  $Y_{bj}$ . Aucune dépendance en  $Y_{bj}$  n'est observée pour la distribution corrigée de  $F(Y_{bj})$  : en effet l'ajustement de cette distribution corrigée donne un facteur  $A = 0.998$ . Les échelles de  $E_{had}$  dans les données et le Monte Carlo sont donc identiques après correction.

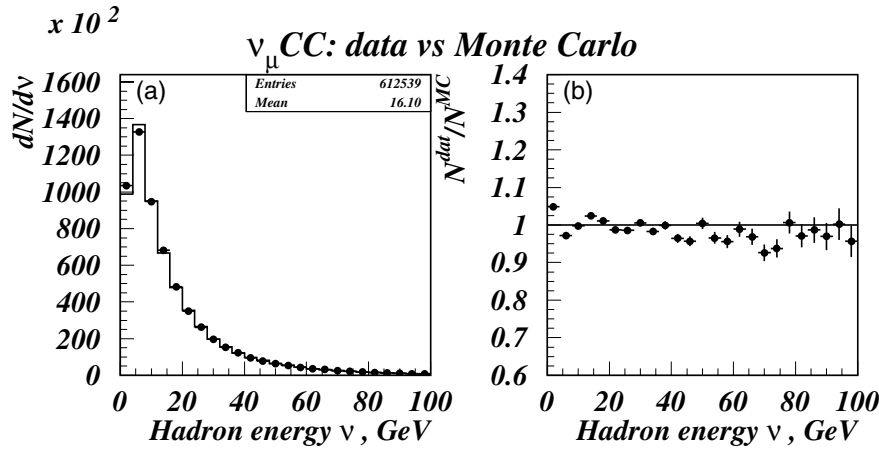
Nous effectuons cette correction de  $E_{had}$  pour tous les événements simulés de tous les échantillons utilisés dans cette analyse compte tenu de la nature de l'écart observé.

L'effet est montré sur les figures 5.15 (échantillon de  $\nu_\mu$  CC), 5.16 (échantillon des  $\mu^+$ ) et 5.17 (échantillon des  $e^-$ ). Une amélioration considérable de l'accord "données-Monte Carlo" est observée. Les points sont bien alignés compte tenu des erreurs statistiques.

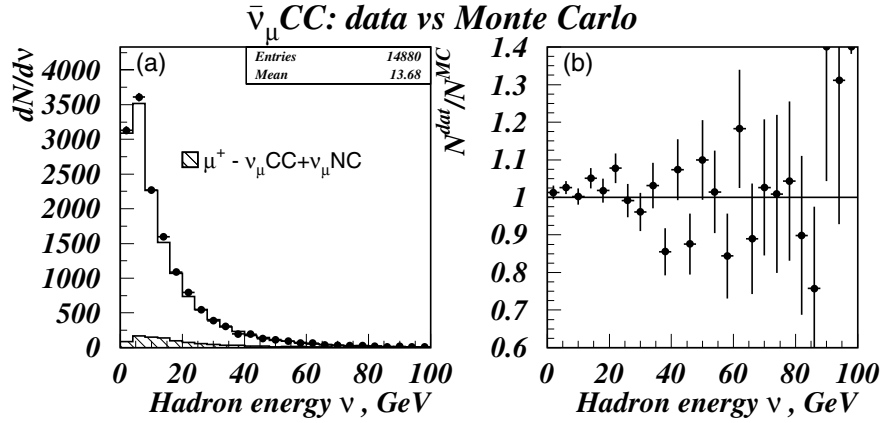
De plus, on compare les distributions mesurées et attendues des principales variables reconstruites qui décrivent les interactions par diffusion profondément inélastique : les variables Bjorken  $Y_{bj}$  (figure 5.18) et  $X_{bj}$  (figure 5.19), ainsi que la masse



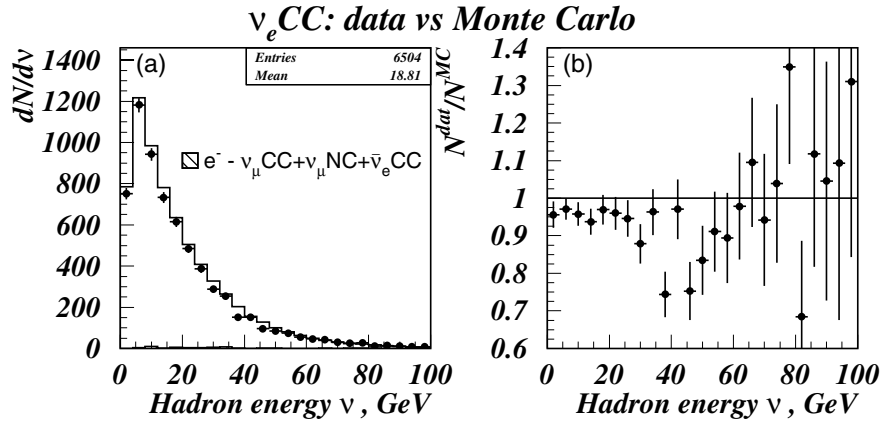
**Fig. 5.14:** (a) : Energie moyenne reconstruite du neutrino en fonction de la variable Bjorken  $Y_{bj}$  des échantillons  $\nu_\mu$  CC de données (points) et simulé (ligne continue) après la correction de 89 % des  $E_{had}$  des événements simulés. (b) Rapport  $\langle E_{vis}^{DATA} \rangle / \langle E_{vis}^{MC} \rangle$  en fonction de  $Y_{bj}$ .



**Fig. 5.15:** Echantillons mesuré et simulé des interactions  $\nu_\mu$  CC : (a) - spectre en énergie hadronique mesuré (points avec barres d'erreur) et attendu (points avec barres d'erreur) après la correction de 89 % de  $E_{had}$  simulé, (b) - rapport "données sur MC" en fonction de l'énergie hadronique. Les distributions simulées ont été normalisées au nombre d'événements observés.



**Fig. 5.16:** Echantillons mesuré et simulé des événements  $\mu^+$  : (a) - spectre en énergie hadronique mesuré (points avec barres d'erreur) et attendu (points avec barres d'erreur) après la correction de 89 % de  $E_{had}$  simulé. Le fond “non-prompt”  $\mu^+$  est montré en hachuré et s’ajoutait au signal attendu  $\bar{\nu}_\mu$  CC “prompt” normalisé au nombre des  $\nu_\mu$  CC. (b) - rapport “données sur MC” en fonction de l’énergie hadronique. Les erreurs sont statistiques.



**Fig. 5.17:** Echantillons mesuré et simulé des événements  $e^-$  : (a) - spectre en énergie hadronique mesuré (points avec barres d'erreur) et attendu (points avec barres d'erreur) après la correction de 89 % de  $E_{had}$  simulé. Le fond “non-prompt”  $e^-$  est montré en hachuré et s’ajoutait au signal attendu  $\nu_e$  CC “prompt” normalisé au nombre des  $\nu_\mu$  CC. (b) - rapport “données sur MC” en fonction de l’énergie hadronique. Les erreurs sont statistiques.



au carré du système hadronique  $W^2$  (figure 5.20). On observe qu'auparavant la simulation (montrée sur ces figures par la ligne pointillée) ne décrivait pas très bien les distributions de données. L'application de la correction sur l'énergie hadronique permet de réduire ce désaccord.

Nous avons donc montré que la modification de l'échelle de  $E_{had}$  des événements simulés permet de diminuer le biais entre les distributions mesurées et attendues. Nous adopterons cette correction pour la suite de l'analyse.

### Incertitudes de la reconstruction de $E_\nu$

Comme montré dans [123], l'influence des incertitudes liées à la reconstruction de l'énergie totale visible elle-même et des échelles différentes d'énergie reconstruites observées par rapport aux prévisions peut être étudié en utilisant des algorithmes différents pour l'estimation de  $E_\nu$ .

Quatre façons de calculer l'énergie ont été étudiées :

- **définition standard** - l'énergie totale visible est déterminée comme la somme de l'énergie du lepton primaire et du jet hadronique (voir sec. 4.11.3) :

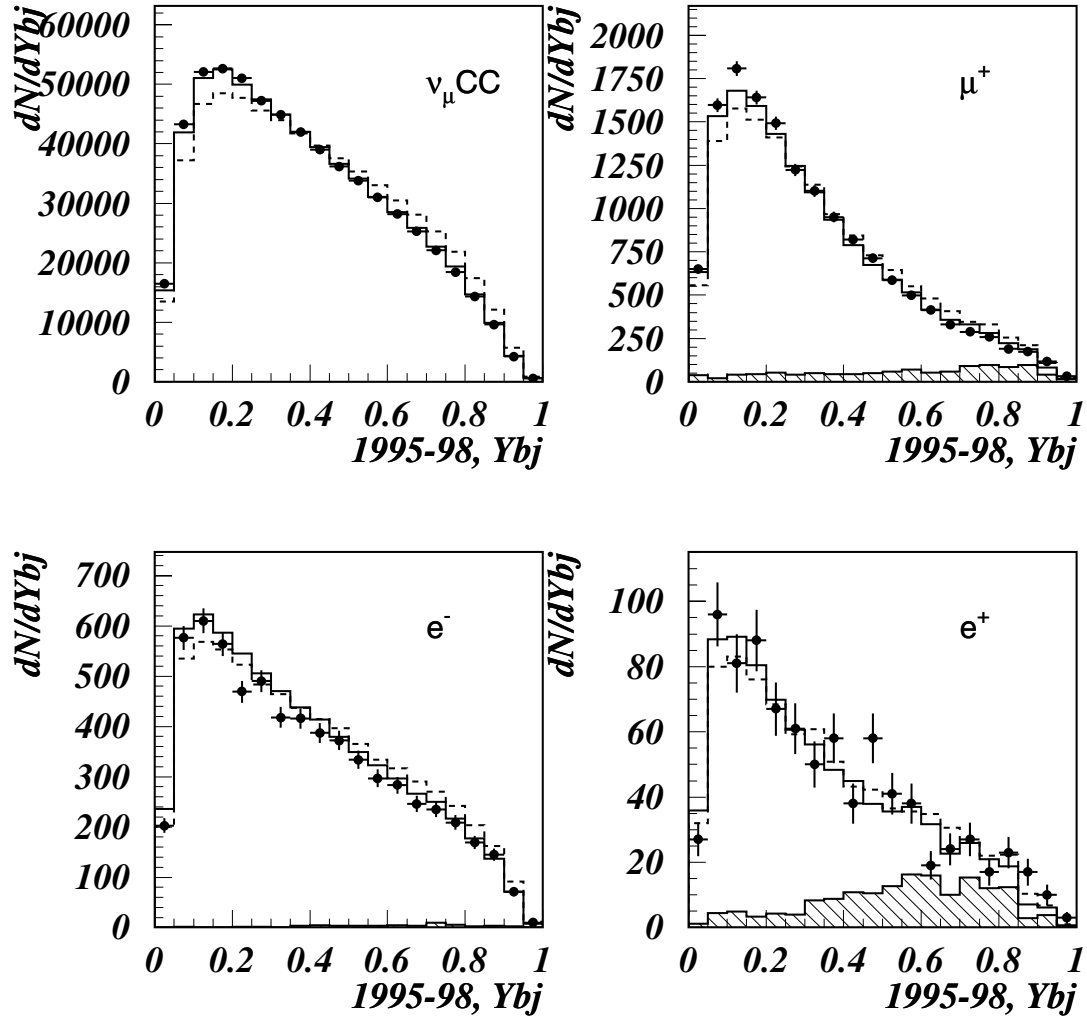
$$E_{vis} = \sum |P_i|,$$

- **méthode “double angle”** [162] - l'estimation de l'énergie du neutrino est effectuée par la relation cinématique suivante :

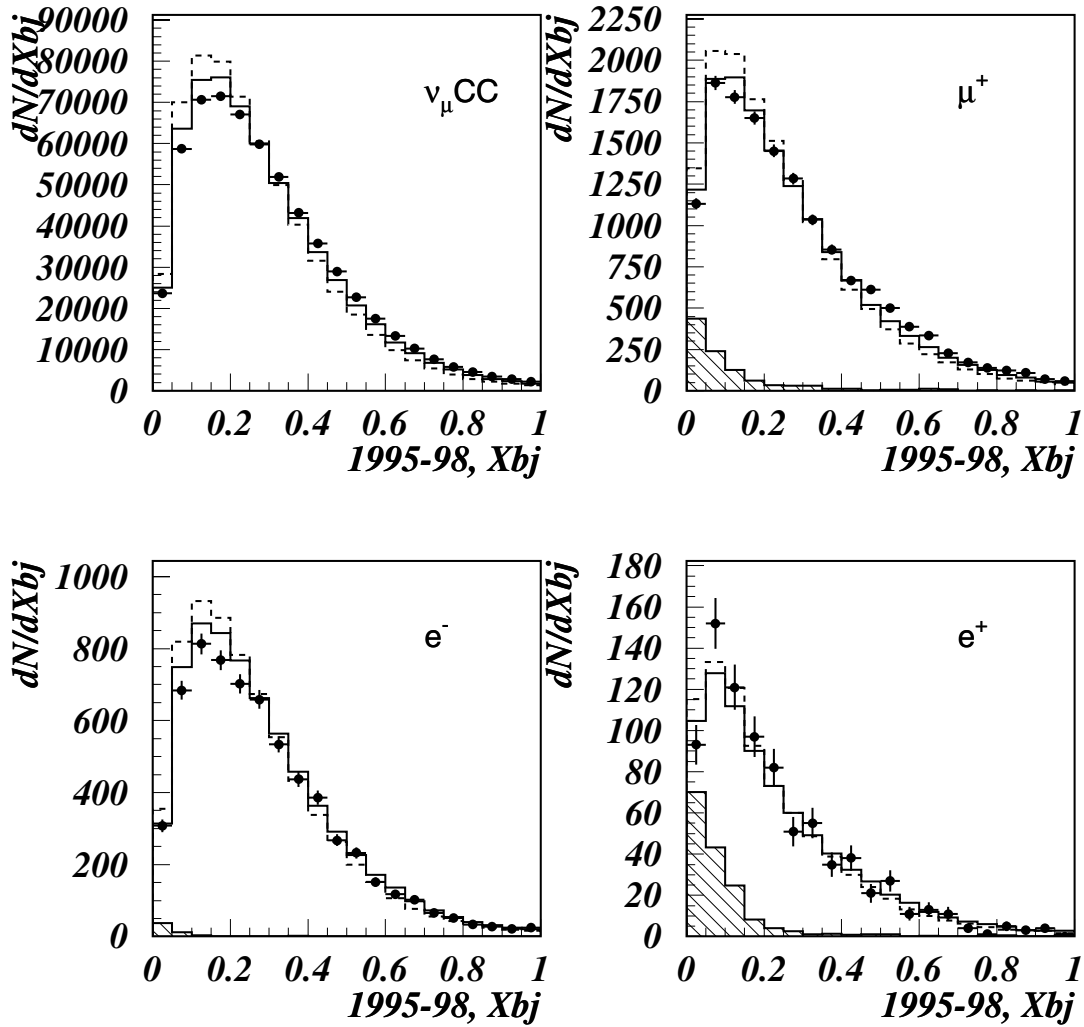
$$E_{da} = E_{lep} \cdot \frac{\sin \gamma + \sin \gamma + \sin(\gamma + \theta)}{2 \sin \gamma},$$

où  $E_{lep}$  est l'énergie du lepton primaire normalement bien déterminée,  $\theta$  et  $\gamma$  sont les angles polaires entre la direction du neutrino et les directions du lepton et du jet hadronique respectivement. L'avantage de cette méthode est dû au fait que les résolutions en  $\theta$  et en  $\gamma$  (voir fig. 2 de [162]) sont mieux centrées, ce qui diminue le biais en  $E_\nu$  ;

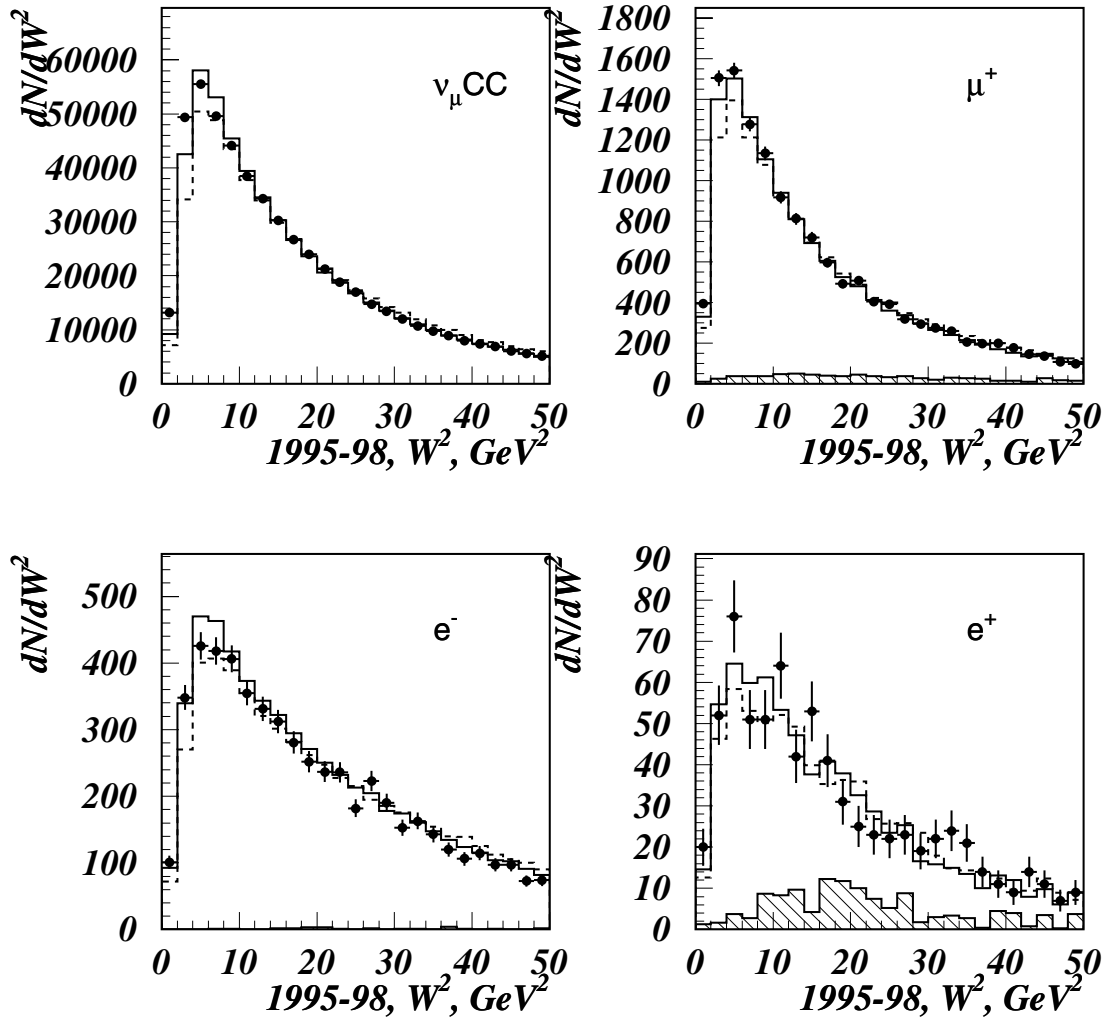
- **méthode de G. Myatt** [163] - cette méthode de détermination de l'énergie a été proposée et appliquée pour des expériences de chambres à bulles (voir p.e. [164, 165]). L'énergie du neutrino est déterminée comme la somme de



**Fig. 5.18:** Spectres en variable de Bjorken  $Y_{bj}$  pour les échantillons  $\nu_\mu$  CC,  $\mu^+$ ,  $e^-$  et  $e^+$  (titres sont indiqués sur les figures). Les spectres mesurés (points avec barres d'erreur) sont comparés avec les spectres simulés avant (ligne pointillée) et après la correction de 89 % de  $E_{had}$  simulée. Les bruits de fond “non-prompt” correspondant à chaque des échantillons sont montre par la zone hachurée.



**Fig. 5.19:** Spectres en variable de Bjorken  $X_{bj}$  pour les échantillons  $\nu_\mu$  CC,  $\mu^+$ ,  $e^-$  et  $e^+$  (titres sont indiqués sur les figures). Les spectres mesurés (points avec barres d'erreur) sont comparés avec les spectres simulés avant (ligne pointillée) et après la correction de 89 % de  $E_{had}$  simulée. Les bruits de fond “non-prompt” correspondent à chaque des échantillons sont montre par la zone hachurée.



**Fig. 5.20:** Spectres en fonction de la masse au carré du système hadronique  $W^2$  des échantillons  $\nu_\mu \text{ CC}$ ,  $\mu^+$ ,  $e^-$  et  $e^+$  (titres sont indiqués sur les figures). Les spectres mesurés (points avec barres d'erreur) sont comparés avec les spectres simulés avant (ligne pointillée) et après la correction de 89 % de  $E_{had}$  simulée. Les bruits de fond "non-prompt" correspondent à chaque des échantillons sont montre par la zone hachurée.

l'énergie du lepton primaire  $E_{lep}$  et l'énergie du jet hadronique  $E_{had}$  corrigée par le rapport des impulsions transversales du lepton et du jet  $P_{lep}^T/P_{had}^T$  :

$$E_M = E_{lep} + E_{had} \cdot \frac{P_{lep}^T}{P_{had}^T}$$

Cette expression vient de l'exigence de balance des impulsions transversales en supposant que l'incertitude de reconstruction de l'énergie hadronique est la même dans les deux directions transversales et longitudinales.

- **L'estimation de l'impulsion totale** - l'énergie du neutrino est égalée à l'impulsion totale

$$E_\nu = |\vec{P}_\nu| \simeq P_{tot} = |\vec{P}_{tot}| = |\sum \vec{P}_i| = |\vec{P}_{lep} + \vec{P}_h|$$

en négligeant le mouvement de Fermi.

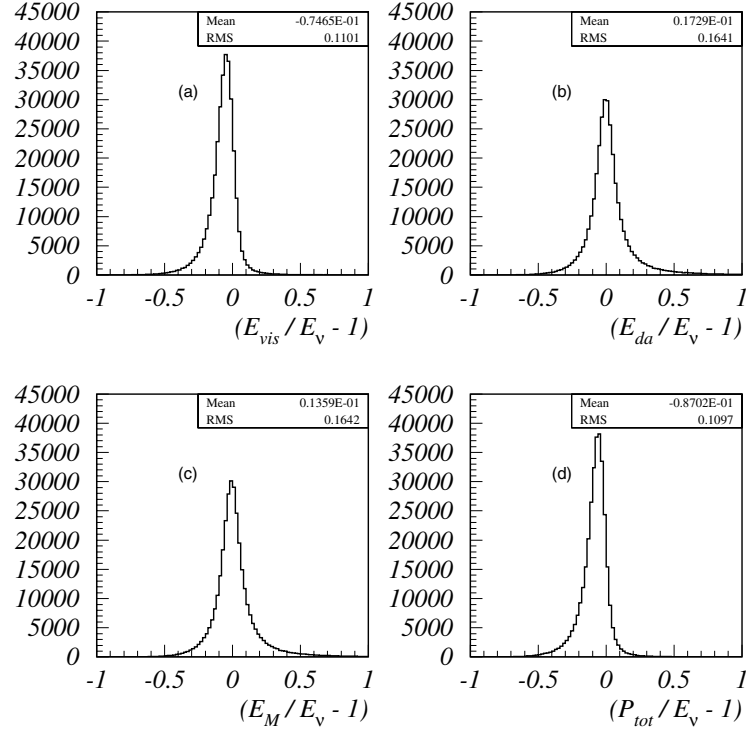
La résolution en  $E_\nu$  a été estimée pour chacune des quatre méthodes à partir de la simulation (fig. 5.21).

L'échelle de l'énergie hadronique simulée a été modifiée de la façon définie ci-dessus pour les estimateurs  $E_{vis}$  et  $P_{tot}$ . Il faut noter que la procédure de calibration de  $E_{had}$  effectuée en utilisant  $P_{tot}$  donne un facteur  $A$  voisin de celui qui était obtenu en utilisant  $E_{vis}$ . Les deux autres méthodes ne sont pas trop sensibles à l'incertitude de reconstruction de  $E_{had}$  : l'estimateur  $E_{da}$  ne dépend pas de  $E_{had}$ , mais pour l'estimateur  $E_M$  l'incertitude sur l'échelle de  $E_{had}$  est éliminée par le rapport  $E_{had}/P_{had}^T$ .

Les distributions en  $(E_{da} - E_\nu)/E_\nu$  et en  $(E_M - E_\nu)/E_\nu$  sont mieux centrées, mais plus larges que les distributions obtenues par les deux autres méthodes. Toutes deux surestiment l'énergie du neutrino en 1.7 % et 1.4 % respectivement. Les deux estimations restantes  $E_{vis}$  et  $P_{tot}$  sous-estiment l'énergie du neutrino de 7.4 % et 8.7 %, leur largeurs sont presque identiques.

Sur les quatre possibilités de détermination de  $E_\nu$  nous avons choisi l'estimation  $E_{vis}$  pour l'analyse  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . Car, elle assure une meilleure résolution en  $E_\nu$  que  $E_{da}$  et  $E_M$ , et est moins biaisée que  $P_{tot}$ .

L'étude des incertitudes systématiques liées à l'échelle en énergie totale visible effectuée en utilisant les données 1995-1996 [123] a montré que le résultat de re-



**Fig. 5.21:** Résolution de l'énergie du neutrino obtenue en utilisant quatre définitions de  $E_\nu$  : l'énergie totale visible (a) (la définition standard de notre analyse), la méthode "double angle" (b), la méthode de Myatt (c) et l'estimation de l'impulsion totale (d). Elle a été estimée sur l'échantillon simulé de  $\nu_\mu$  CC, tous les coupures ont été appliqués.

cherche des oscillations n'est pas sensible à ces incertitudes et que leur influence est négligeable.

Nous ne réexaminerons donc pas cette question du point de vue de la sensibilité de l'expérience à la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , néanmoins, la stabilité du résultat de la recherche d'oscillations en fonction de ce facteur doit être vérifiée pour l'ensemble des données.

### 5.8.2 Incertitude sur le bruit de fond "non-prompt"

Le bruit de fond "non-prompt" se retrouve dans l'échantillon  $e^-$  (Eq. 5.2). Bien que sa contribution soit faible (d'environ 0.8 %), il provient principalement des in-

teractions de neutrinos muoniques  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_\mu$  NC. Le maximum de son spectre en énergie coïncide avec le maximum du spectre  $\nu_\mu$  CC, ce fond se trouve donc dans la région de sensibilité maximale pour le signal d'oscillations. La connaissance du spectre et du nombre absolu de ce fond est donc très importante.

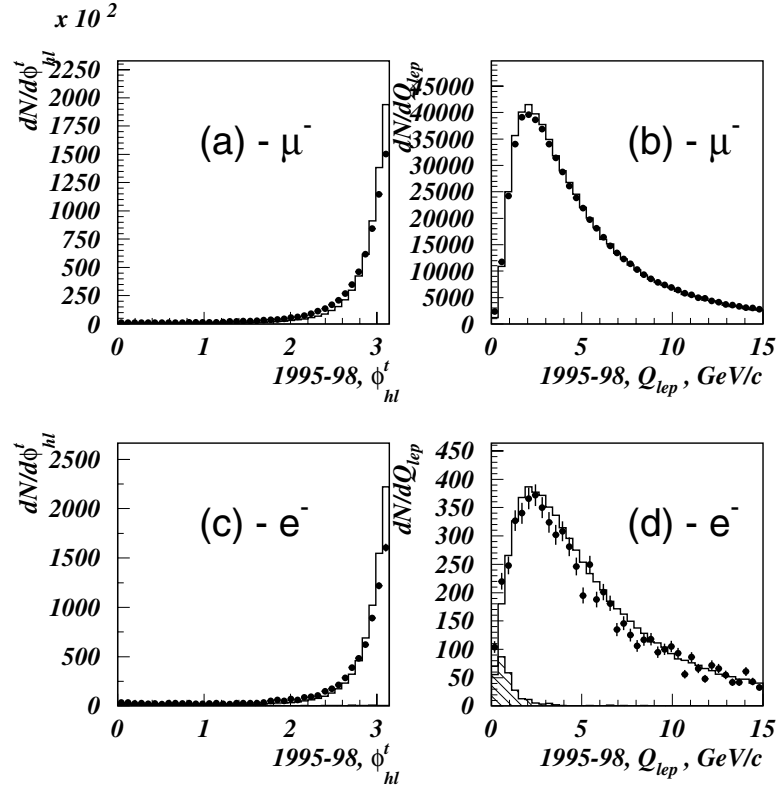
### Efficacité de la coupure cinématique

La coupure bidimensionnelle (Eq. 4.2) sur les paramètres cinématiques  $Q_{lep}$  et  $\phi_{hl}^t$  définie à la section 4.12.2 est une coupure essentielle permettant de rejeter le bruit de fond “non-prompt” et de sélectionner les interactions  $\nu_e$  CC.

Les distributions en  $Q_{lep}$  et en  $\phi_{hl}^t$  pour les événements  $\mu^-$  et  $e^-$  sont montrées figure 5.22 en l'absence de coupure cinématique. On observe un certain désaccord entre mesure et simulation. Alors que les distributions en  $Q_{lep}$  coïncident assez bien, ce n'est pas le cas pour la distribution de  $\phi_{hl}^t$ .

Rappelons (voir Sec. 5.2.2) que les efficacités de rejet des fonds  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_\mu$  NC sont estimées à partir de la simulation et que les nombres absolus du bruit de fond sont normalisés au nombre d'interactions  $\nu_\mu$  CC des données, corrigés de l'efficacité de sélection. Le bruit de fond “non-prompt”  $\mu^-$  est négligeable et la coupure cinématique n'est appliquée aux événements  $\nu_\mu$  CC que dans le but d'assurer la même acceptance que pour la sélection  $\nu_e$  CC et minimiser les erreurs systématiques sur le rapport  $R_{e\mu}$ . Le bruit de fond peut être normalisé au nombre déconvolué  $\nu_\mu$  CC obtenu avec ou sans coupure cinématique sans montrer aucune différence. Mais, comme nous l'avons montré précédemment, un désaccord subsiste et l'efficacité de la coupure cinématique sur les données est différente de l'efficacité sur la simulation. Ce fait amène une variation d'environ 4.2 % du nombre déconvolué des  $\nu_\mu$  CC : 1.193.667 (1.244.872) événements avec (sans) la coupure cinématique.

Les sources d'incertitudes sur l'estimation du nombre absolu de bruit de fond sont donc : l'efficacité différente de la sélection du signal et du rejet du bruit de fond dans le Monte Carlo par rapport aux données et la procédure de déconvolution elle-même. De plus, comme nous l'avons déjà indiqué dans le chapitre précédent, à ce stade d'analyse le bruit de fond  $e^\pm$  “non-prompt” provenant des différentes origines



**Fig. 5.22:** Comparaison des distributions du nombre d'événements  $\mu^-$  et  $e^-$  en fonction des valeurs de  $\phi_{hl}^t$  (a,c) et de  $Q_{lep}$  (b,d) observés dans les données 1995-1998 (points avec barres d'erreur) avec les distributions simulées (ligne continue). Le fond “non-prompt”  $e^-$  est montré en hachuré et s'ajoutait au signal attendu  $\nu_e$  CC “prompt”. La coupure cinématique n'a pas été appliquée.

(désintégration des hadrons, conversions de  $\gamma$ ) est constitué essentiellement de “vrais”  $e^\pm$ . Les incertitudes de la simulation du taux de production des sources de  $e^\pm$  “non-prompt” peut modifier leur nombre dans les échantillons simulés par rapport aux données.

### Calibration du bruit de fond “non-prompt”

L'incertitude sur la valeur absolue du bruit de fond “non-prompt”  $e^-$  et sur la forme de son spectre en énergie peut être estimée directement sur les données. Les événements  $e^+$  pouvant apporter un contrôle additionnel.

L'utilisation des données où le bruit de fond “non-prompt” est dominant par



rapport aux interactions “prompt”, ainsi que la comparaison entre la mesure et la prévision dans cette région nous permettent d’estimer l’incertitude sur le bruit de fond “non-prompt”. Les événements  $e^\pm$  ayant passé toutes les coupures de sélection mais rejetés par la coupure cinématique constituent un échantillon répondant à cette condition. En outre, cet échantillon peut être complété par des électrons de conversion asymétrique de  $\gamma$  qui se trouvent dans la région limitée par les coupures “stricte” (15 cm) et “lâche” (200 cm) en distance Trace-Vertex (voir Secs. 4.12.1 et 4.10.2).

Comme les efficacités varient en fonction des coupures appliquées, les distributions d’événements observés, attendus et de bruit de fond “non-prompt” se trouvant dans la région rejetée par les coupures sont définies comme la différence entre les distributions des nombres correspondants calculés sans et avec ces coupures.

Les nombres absolus d’événements  $e^-$  et  $e^+$  rejetés par la coupure cinématique et par la coupure en distance Trace-Vertex sont résumés dans le tableau 5.11.

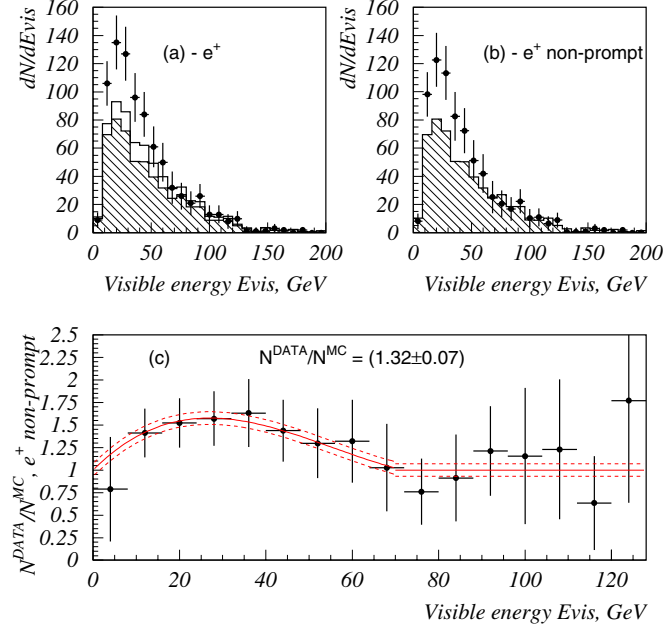
	$N^{obs}$	$N^{att}$	$N^{bckg}$	$N^{prompt}$	$\frac{N^{prompt}}{N^{obs}}, \%$	$\frac{N^{obs}-N^{prompt}}{N^{bckg}}, \%$
$e^-$	1705	1593	525	1067	62.6	$121 \pm 7$
$e^+$	829	653	545	108	13.0	$132 \pm 7$

**Tab. 5.11:** Nombres d’événements  $e^-$  et  $e^+$  observés  $N^{obs}$  et attendus  $N^{att}$  rejetés par la coupure cinématique et par la coupure en distance Trace-Vertex. La différence entre les deux détermine l’incertitude sur le nombre absolu d’événements du bruit de fond “non-prompt”. Les nombres des événements “prompt”  $N^{prompt}$  et “non-prompt”  $N^{bckg}$  sont aussi indiqués.

Dans cette région, les électrons “prompt” constituent environ 62 % de l’échantillon  $e^-$ . Après leur soustraction du nombre total d’événements observés, on trouve donc que le bruit de fond “non-prompt” est sous-estimé de 21 % dans le Monte Carlo par rapport aux données.

L’échantillon de positrons présente une beaucoup plus large fraction d’événements de bruit de fond “non-prompt” (87 %) que les  $e^-$ . Une sous-estimation du fond de 31 % dans la simulation y est observée.

Ces deux estimations indépendantes de l’incertitude sur le nombre absolu de bruit de fond “non-prompt” sont en bon accord compte tenu les erreurs statistiques.



**Fig. 5.23:** Distribution du nombre d'événements  $e^+$  (a) et du nombre d'événements  $e^+$  “non-prompt” observés (points avec barres d'erreur) en fonction de l'énergie reconstruite d'interactions est comparé avec la prévision (ligne continue). Le bruit de fond  $e^+$  “non-prompt” est montré en hachuré. Les distributions correspondent aux événements rejetés par la coupure cinématique et par la coupure en distance Trace-Vertex. (c) - rapport (points avec barres d'erreur) “nombre simulé sur nombre observé” des  $e^+$  “non-prompt” en fonction de  $E_{vis}$ . Les fonctions de correction du bruit de fond sont montrées par les lignes continue et pointillées.

On note que les nombres absolus des  $e^-$  et  $e^+$  “non-prompt” obtenus à partir de simulations sont presque identiques vu l'origine (conversion) de ces  $e^\pm$ . Une certaine différence observée peut être expliquée par la présence de  $e^+$  ( $e^-$ ) de charge reconstruite erronée provenant des  $\bar{\nu}_e$  CC ( $\nu_e$  CC). Cependant, la contribution de tels événements est faible et nous allons éliminer l'incertitude sur le bruit de fond total, sans distinguer son origine.

La contribution du fond est donc sous-estimée systématiquement dans la simulation. Il faut cependant tenir compte de sa variation en fonction de  $E_{vis}$ . Nous comparons les spectres des  $e^+$  attendus et observés (fig. 5.23(a)) ainsi que les spectres des  $e^+$  “non-prompt” (fig. 5.23(b)). En vue d'une faible contamination des événements

“prompt” dans cet échantillon, nous ne prendrons en compte que les erreurs statistiques sur le rapport “données sur Monte Carlo” (fig. 5.23(c)), en négligeant les incertitudes systématiques sur le nombre  $e^+$  “prompt”. On observe que la sous-estimation des  $e^+$  dans la simulation est maximale dans la région entre 20 et 40 GeV où elle atteint 75 %. Sa correction est effectuée par une fonction de correction définie à partir de l’ajustement du rapport par une polynôme du troisième degré sur l’intervalle 0-70 GeV (ligne continue sur fig. 5.23(c)). L’erreur sur cette correction a été estimée à 7 % (lignes pointillées sur fig. 5.23(c)).

Nous avons appliqué cette correction en fonction de  $E_{vis}$  pour tous les événements simulés des bruits de fond. La comparaison des distributions des nombres des  $e^\pm$  en fonction  $E_{vis}$  ainsi que des nombres des  $e^\pm$  “non-prompt” est effectuée sur la figure 5.24. Pour cette comparaison nous n’utilisons que les événements  $e^-$  et  $e^+$  exclus des échantillons principaux se trouvant dans la région définie ci-dessous dans cette section.

Un bon accord est observé tant sur la forme des distributions que pour les nombres absolus.

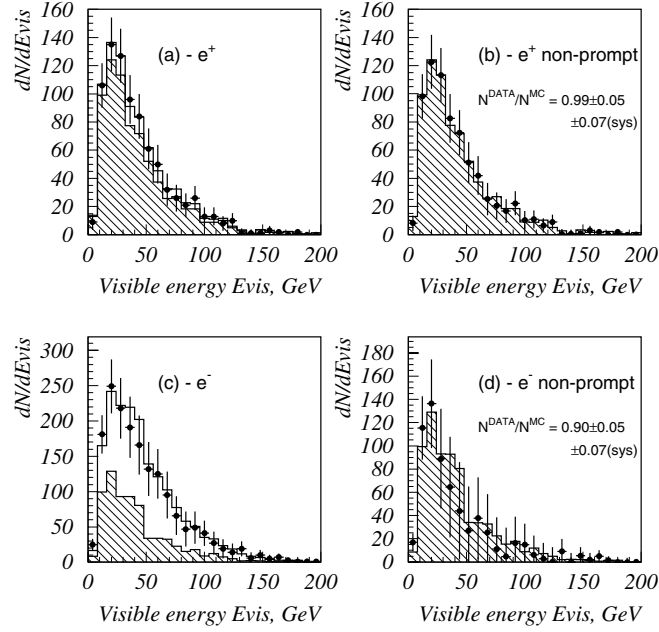
Nous avons estimé l’incertitude sur le nombre absolu du bruit de fond  $e^+$  et  $e^-$  et sur la forme de sa distribution. La correction effectuée améliore considérablement l’accord mesure-prédiction des événements exclus des échantillons principaux d’analyse.

Dans la suite, nous appliquons cette correction à tous les événements de bruit de fond en tenant compte de 7 % d’incertitude systématique sur le nombre absolu.

### 5.8.3 Incertitude d’identification des leptons

L’efficacité relative d’identification des leptons  $e/\mu$ , autrement dit l’efficacité de la reconstruction d’une trace d’électron par rapport à une trace de muon, peut introduire une erreur systématique et changer le rapport  $R_{e\mu}$ .

Faute de pouvoir effectuer une calibration du détecteur par un faisceau test durant la prise de données, l’étude de l’efficacité a été faite en utilisant les données et la simulation correspondante :



**Fig. 5.24:** Distribution du nombre d'événements  $e^+$  (a),  $e^-$  (c) et du nombre d'événements “non-prompt”  $e^+$  (b),  $e^-$  observés (points avec barres d'erreur) et attendus (ligne continue) en fonction de l'énergie reconstruite d'interactions après la correction du bruit de fond “non-prompt” (montré en hachuré). Les distributions correspondent aux événements rejetés par la coupure cinématique et par la coupure en distance Trace-Vertex.

- **Efficacité absolue de la reconstruction de traces  $e^\pm$**  dans les chambres à dérive a été estimée [166] directement à partir de l'échantillon de données 1996. Une association entre des clusters dans le preshower et l'ECAL a été exigée pour la trace d'un candidat électron reconstruite en utilisant seulement les hits de TRD (des traces reconstruites à partir de 8 et 9 hits ont été utilisées pour cette analyse), sans utiliser l'information des chambres à dérive. L'efficacité de l'association de ces traces avec des traces de DC était  $(98.9 \pm 0.1)\%$  dans la simulation et  $(97.6 \pm 0.4)\%$  dans les données. La différence de  $(1.3 \pm 0.4)\%$  pouvant être attribuée à une correction d'efficacité absolue de la reconstruction des  $e^\pm$ .
- **Efficacité absolue de l'identification de  $e^\pm$**  a été étudiée [110, 167] en utilisant l'échantillon d'électrons de  $\delta$ -rays émis par les muons traversant NOMAD

entre les deux déclenchements de neutrinos ce que on appelle les muons “flat-top” (déclenchement  $VT_1T_2$ ). Les algorithmes d'identifications des électrons utilisés dans notre analyse (Sec. 4.9) ont été vérifiés sur des électrons  $\delta$ -rays sélectionnés dans l'échantillon de muons “flat-top” enregistrés durant 1996 ( $\sim 5.5 \times 10^6$  déclenchements reconstruits) [168]. La description précise de cet étude est donnée dans le chapitre 3. L'efficacité d'identification des électrons par le TRD (pour l'algorithme de trace isolée dans le TRD et pour une efficacité aux pions  $< 10^{-3}$ ) a été trouvée à  $(97.8 \pm 0.8)\%$  pour les données et à  $(95.1 \pm 0.7)\%$  pour la simulation pour des traces de 8 et 9 hits ayant une impulsion  $> 1.5$  GeV. La différence entre efficacité mesurée et attendue est  $(2.7 \pm 1.1)\%$ . Ce nombre peut servir d'estimation de l'erreur systématique sur l'efficacité absolue de l'identification d'électrons.

L'erreur systématique globale en électrons comprend ces deux estimations de reconstruction et d'identification. L'efficacité mesurée  $(95.5 \pm 0.9)\%$  est en bon accord avec l'efficacité attendue  $(94.1 \pm 0.7)\%$ . Cependant nous majorerons cet écart  $(1.4 \pm 1.1)$  pour la correction systématique d'efficacité des électrons.

## 5.9 Bilan de l'étude des erreurs systématiques

Tous les effets systématiques ayant été envisagés, nous effectuons encore une fois une comparaison données-Monte Carlo.

### 5.9.1 Nombres d'événements observés et attendus

Au total, 612539 événements d'interaction courant chargé de neutrino muonique ont été sélectionnés pendant les quatre années de prise de données. Le nombre total d'événements  $\mu^+$ ,  $e^-$  et  $e^+$  observés et attendus sont résumés dans le tableau 5.12.

Un accord au niveau de  $(1.9 \pm 0.9)\%$  est observé pour les nombre des événements  $\mu^+$ . On note que cet accord en  $N_{\mu^+}$  est observé dans l'expérience NOMAD pour la première fois, il révèle le progrès effectué en simulation. Auparavant, aucune des prédictions de faisceau de neutrinos ne reproduisait ni la forme du spectre ni

Nombres d'événements observés et attendus 1995-1998								
	$\nu_\mu$ CC	$\nu_\mu$ NC	$\bar{\nu}_\mu$ CC	$\nu_e$ CC	$\bar{\nu}_e$ CC	$N^{att}$	$N^{obs}$	$\Delta$ , %
$\mu^+$	755	78	13521	-	-	14604	14880	$1.9 \pm 0.9$
$e^-$	44	28	-	6925	3	7000	6504	$-7.1 \pm 1.2$
$e^+$	166	33	-	26	665	889	843	$-5.2 \pm 3.4$

**Tab. 5.12:** Contribution des sources différents au nombre total attendu d'événements  $\mu^+$ ,  $e^-$  et  $e^+$  et le nombre d'événements observés. Les nombres correspondent à toute la statistique accumulée dans NOMAD. L'incertitude sur la différence relative  $\Delta$  entre les nombres observés et attendus tien en compte les incertitudes statistiques de ces deux échantillons.

$N_{\mu^+}$  [123].

La comparaison entre le nombre observé d'événements  $e^-$  et le nombre prédit par la simulation montre que les nombres attendus sont supérieurs aux nombres observés d'environ 7 %. Le signe de cette différence va dans le sens d'une absence d'oscillations mais une vérification plus précise doit être effectuée en comparant les rapports  $R_{e\mu}(E_{vis})$  observé et attendu en tenant compte des erreurs systématiques.

Un défaut de  $(5.2 \pm 3.4)$  des événements  $e^+$  des données est observé par rapport au nombre des  $e^+$  attendus.

### 5.9.2 Spectres en $E_{vis}$ des $\mu^-$ , $\mu^+$ et $e^+$

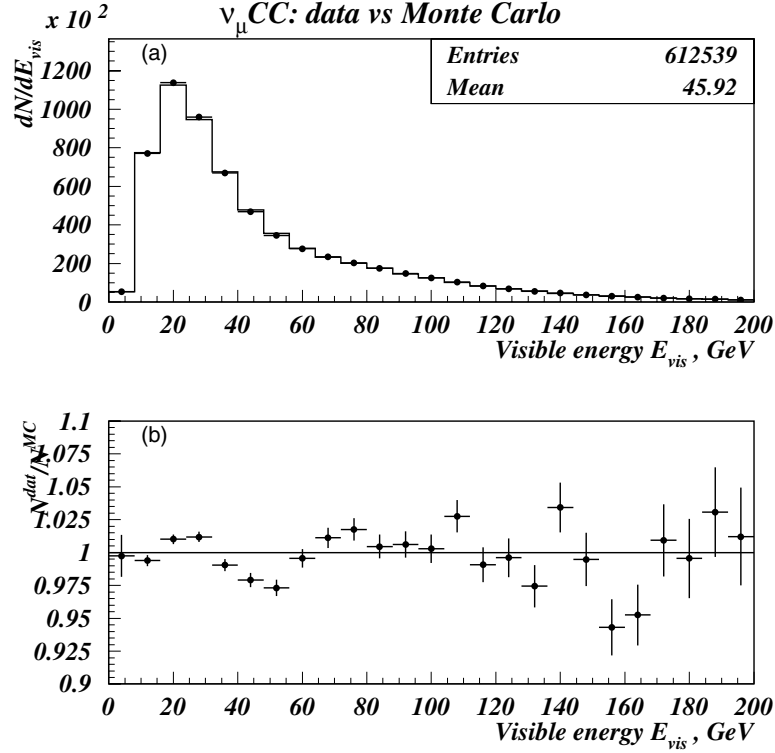
Enfin, après corrections du Monte Carlo nous comparons les spectres des éléments  $\mu^-$ ,  $\mu^+$  et  $e^+$ .

Un accord au niveau de 2.5 % est observé pour les nombres absolus d'interactions  $\nu_\mu$  CC observés et attendus (voir fig. 5.25(a,b)). La correction de  $E_{had}$  d'événements simulés a permis de bien centrer les maximums des spectres.

Les spectres observés des événements  $\mu^+$  et  $e^+$  sont comparés avec les prévisions correspondantes sur la figure 5.26.

Un certain désaccord subsiste entre les maximums des spectres simulé et mesuré des  $\mu^+$  (voir fig. 5.26 (a)). Il peut être expliqué tant par des incertitudes liées à la simulation du faisceau que par la correction de  $E_{had}$  simulée.

L'influence de cette correction à  $E_{vis}$  des antineutrinos est faible par rapport celle des neutrinos. La section efficace de l'interaction CC DIS de l'antineutrino étant

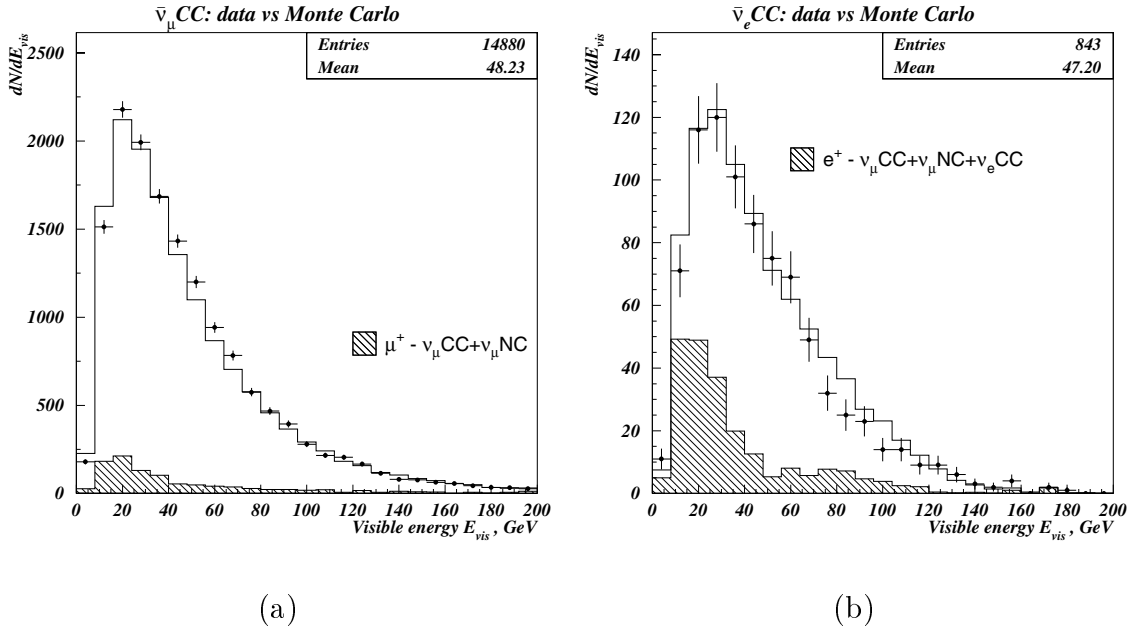


**Fig. 5.25:** Comparaison finale : (a) - Spectres observé (points avec barres d'erreur) et attendu (ligne continue) des  $\nu_\mu$  CC DIS. La prédiction a été normalisée au nombre d'événements observés dans les données; (b) - nombre des  $\nu_\mu$  CC observés par rapport au nombre attendu en fonction de l'énergie totale visible.

inversement proportionnelle à  $Y_{bj}$  au carré, l'énergie du lepton primaire représente l'essentiel de l'énergie de l'antineutrino. La faible valeur de  $E_{had}$  est encore diminuée par la correction ce qui rend les  $\bar{\nu}$  très sensible à la coupure  $\nu > 1.5$  GeV appliquée pour la sélection CC DIS. Ce fait peut amener à l'écart entre les maxima des spectres.

Cependant, il faut noter que les énergies moyennes  $E_{vis}$ ,  $E_{had}$  et  $E_{lep}$  des échantillons des  $\mu^+$  simulés et des données sont en bon accord à l'intérieur de 0.5 %.

Les spectres des événements  $e^+$  des données et du Monte Carlo sont également en bon accord (voir fig. 5.26 (b)).



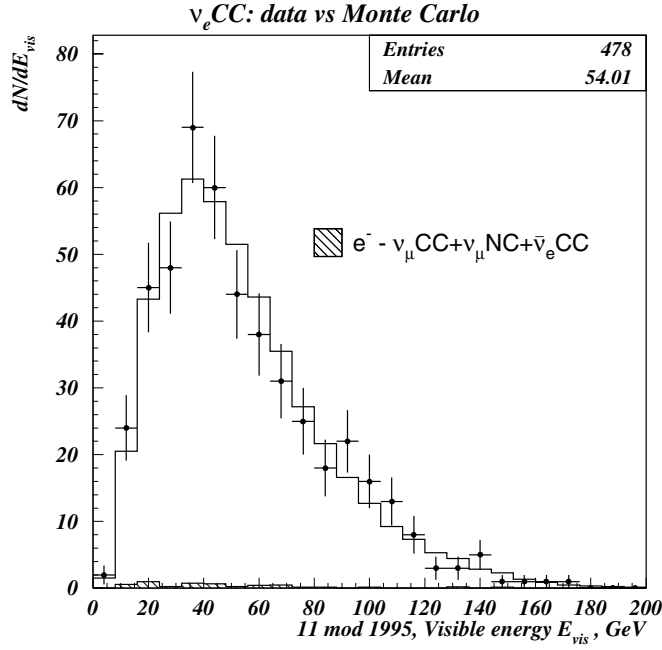
**Fig. 5.26:** Comparaison finale : spectres observés (points avec barres d'erreur) en  $E_{vis}$  des  $\mu^+$  (a) et des  $e^+$  (b) sont comparés avec les prévisions correspondantes (ligne continue). Le bruit de fond “non-prompt” est montré par la zone hachurée.

### 5.9.3 Spectre en $E_{vis}$ des $e^-$

L'étude des incertitudes systématiques sur la prédiction du flux de neutrinos n'est pas encore achevée. Le spectre en  $E_{vis}$  des événements des données et le rapport  $R_{e\mu}(E_{vis})$  se trouvent dans une boîte ou, plutôt dans un coffre, et, conformément aux règles de l'analyse “aveugle”, nous ne pouvons utiliser pour l'analyse suivante que 10 % du contenu de cette boîte.

Enfin, nous utilisons 478 événements  $e^-$  sélectionnés à partir des données “11 modules” 1995. Ce soit 7.3 % de l'échantillon total. La simulation prédit 480 événements “prompt” avec 5 électrons “non-prompt”, au total 485 événements  $e^-$ . Un bon accord est observé pour les nombres absolus et pour les spectres en  $E_{vis}$  montrés sur la figure 5.27.



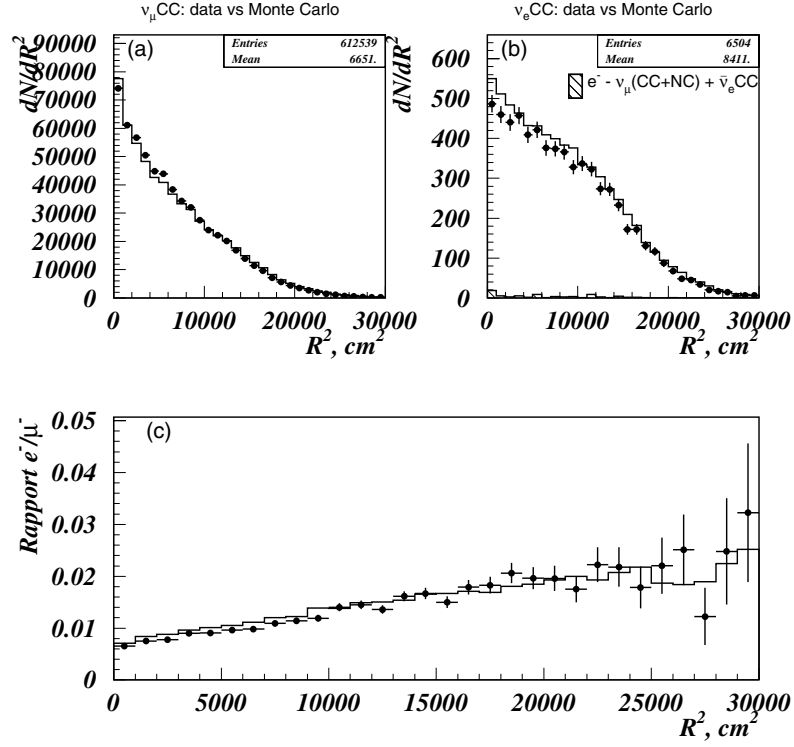


**Fig. 5.27:** Comparaison finale. Données “11 modules” 1995. Spectres observé (points avec barres d’erreur) et attendu (ligne continue) des événements  $e^-$ . Le bruit de fond “non-prompt” est montré par la zone hachurée.

#### 5.9.4 Distributions radiales

Les distributions du nombre d’interactions  $\nu_\mu$  CC et du nombre d’événements  $e^-$ , observés durant toutes les périodes de prise de données de NOMAD, en fonction de la distance au carré “point d’interaction - axe du faisceau”  $R^2$  sont respectivement montrées sur les figures 5.28(a) et 5.28(b). Un excès d’événements simulés par rapport aux données est observé au centre du détecteur pour ces deux distributions. Il disparaît dans le rapport  $R_{e\mu}(R^2)$  montré sur la figure 5.28(c).

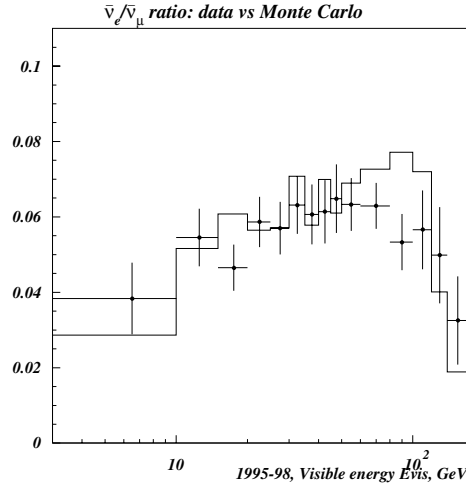
On peut voir que près de l’axe du faisceau la valeur du rapport  $R_{e\mu}$  est inférieure d’un facteur d’environ deux à la valeur correspondante au bord du volume fiduciel ( $R^2 \simeq 130^2 = 16900 \text{ cm}^2$ ). La sensibilité pour la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  est donc maximale au centre du détecteur. Nous allons utiliser ce fait en comparant les rapports  $R_{e\mu}(E_{vis})$  calculés sur plusieurs intervalles de position radiale  $R^2$ .



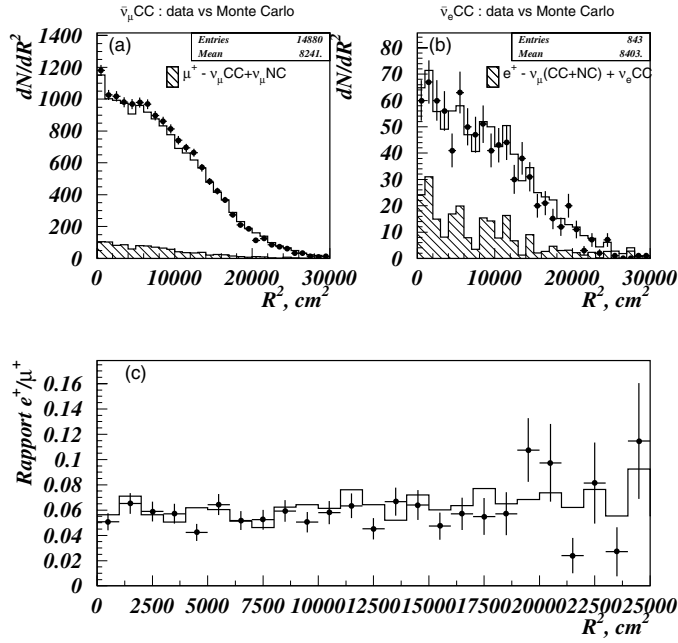
**Fig. 5.28:** Distributions du nombre d'interactions  $\nu_\mu$  CC (a) et du nombre d'événements  $e^-$  (b) observés durant 1995-1998 (points avec barres d'erreur) en fonction de la position radiale  $R^2$  sont comparées avec les prévisions (ligne continue). Le bruit de fond  $e^-$  “non-prompt” est indiqué sur la figure (b) par la zone hachurée. Le rapport mesuré  $R_{e\mu}(R^2)$  (points avec barres d'erreur) est comparé avec le rapport attendu (ligne continue) sur la figure (c).

### 5.9.5 Rapport $R_{e\mu}^+(E_{vis})$ et distributions en $R^2$ des $\mu^+$ et $e^+$

Comme nous l'avons déjà noté, la contribution possible des interactions  $\bar{\nu}_e$  CC provenant des oscillations  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  est non-mesurable dans l'échantillon  $e^+$ . Les rapports  $R_{e\mu}^+(E_{vis})$  observé et attendu sont comparés sur la figure 5.29. Un accord satisfaisant est observé entre ces distribution dans la région d'énergie inférieure à 80 GeV où l'essentiel du bruit de fond  $e^+$  se concentre. Cet accord démontre une estimation correcte du bruit de fond, d'autre part, à partir de 80 GeV le rapport attendu est supérieur d'environ 30 % à celui-ci des données. L'écart d'environ 5 % entre les nombres absolus des  $e^+$  peut provenir de cette région (voir fig. 5.26 (a)). Il faut noter que les incer-



**Fig. 5.29:** Le rapport  $R_{e\mu}^+(E_{vis})$ . Toutes les données accumulées durant les prises de données NOMAD (points avec barres d'erreur) sont utilisées. Le rapport attendu est montré par la ligne continue.



**Fig. 5.30:** Distributions des  $\mu^+$  (a) et des  $e^+$  (b) observés durant 1995-1998 (points avec barres d'erreur) en fonction de la position radiale  $R^2$  sont comparées avec les prévisions (ligne continue). Le bruit de fond “non-prompt” est indiqué par la zone hachurée. Le rapport mesuré  $R_{e\mu}^+(R^2)$  (points avec barres d'erreur) est comparé avec le rapport attendu (ligne continue) sur la figure (c).

titudes systématiques sur le rapport  $R_{e\mu}^+(E_{vis})$  attendu sont grandes car elles sont définies par les incertitudes sur le rapport  $\bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu$  (p.e. le flux des  $K_L^0$ , qui détermine l'essentiel du flux  $\bar{\nu}_e$ , est connu avec une précision de 15 % (voir [169] et ses Refs.)).

Les distributions mesurées des nombres de  $\mu^+$  et de  $e^+$  (fig. 5.30 (a) et (b)) en  $R^2$  sont en bon accord avec les prévisions correspondantes. Il est même bon pour les rapports  $R_{e\mu}^+(R^2)$  (fig. 5.30 (c)) compte tenu des grandes incertitudes statistiques. Contrentment en rapport  $R_{e\mu}^-(R^2)$ , la dépendance de rapport  $R_{e\mu}^+(R^2)$  avec  $R^2$  est faible. Le fait que les flux des  $K^-$  et  $\pi^-$  déterminant le flux des  $\bar{\nu}_\mu$  soient défocalisés, peut expliquer une distribution plate de  $R_{e\mu}^+(R^2)$ .

### 5.9.6 Rapport $R_{e\mu}^-(E_{vis})$

Enfin, nous montrons le rapport  $R_{e\mu}^-(E_{vis})$  attendu en l'absence d'oscillations (fig. 5.31 (a)) pour la totalité de données accumulées dans NOMAD.

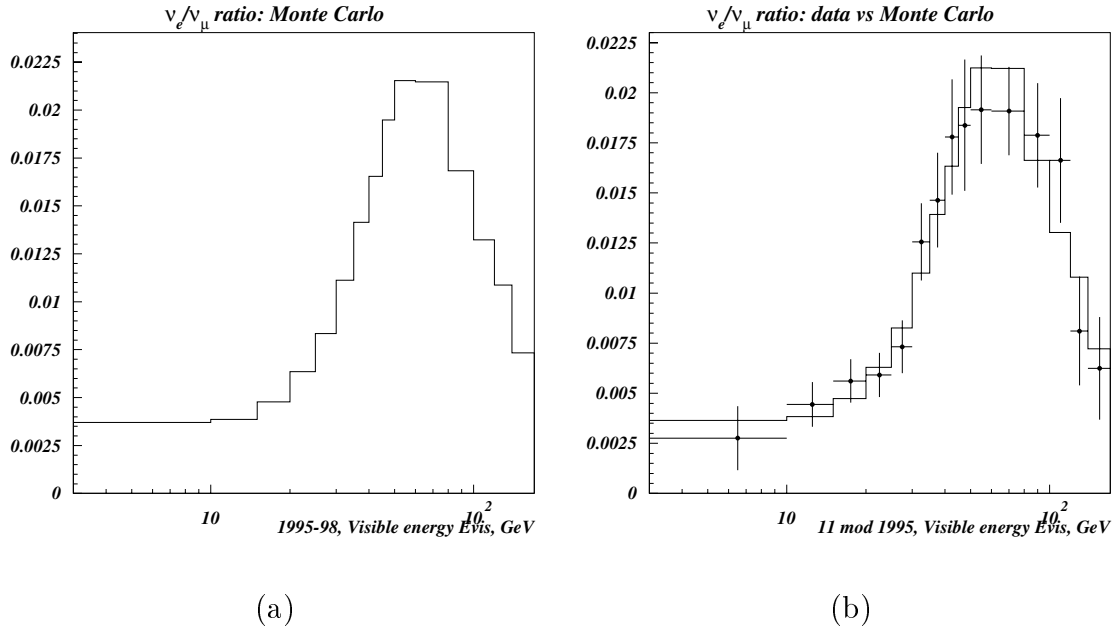
Le rapport  $R_{e\mu}^-(E_{vis})$  mesuré durant la période de prise de données “11 modules 1995” est comparé avec  $R_{e\mu}^-(E_{vis})$  attendu pour cette période sur la figure 5.31 (b).

## 5.10 Erreur systématique sur le rapport $R_{e\mu}$

### 5.10.1 Prédiction du flux relatif des neutrinos

L'erreur systématique sur le rapport  $R_{e\mu}$  liée à la prédiction du flux relatif des neutrinos  $\nu_e/\nu_\mu$  inclut deux contributions indépendantes qui sont indiquées dans le tableau 5.13.

La première partie provient des incertitudes de la simulation du flux des hadrons primaires. Cette erreur dépend de l'énergie du neutrino et varie entre 3 et 7 % [170]. Sa estimation est préliminaire, pour l'analyse suivante nous utilisons la valeur maximale de cette contribution et faisons l'hypothèse que le rapport des flux totaux  $\nu_e/\nu_\mu$  est connu avec une précision de 7 %. Dans la suite de l'analyse nous n'étudierons pas la dépendance de l'erreur sur le rapport  $R_{e\mu}$  en fonction de l'énergie  $E_\nu$  et nous nous limiterons à une erreur sur le rapport des nombres absolus d'événement  $e^-$  et  $\mu^-$ .



**Fig. 5.31:** (a) - Rapport  $R_{e\mu}(E_{vis})$  attendu en absence d'oscillations pour les périodes de prise de données 1995-1998. (b) - Rapport  $R_{e\mu}(E_{vis})$  mesuré durant la période de prise de données "11 modules" 1995 (points avec barres d'erreur) est comparés avec le rapport correspondant à cette période, attendu en absence d'oscillations (ligne continue). Les erreurs sont statistiques.

Compte tenu de 3 % d'erreur systématique sur  $R_{e\mu}$  provenant du transport des hadrons par NUBEAM612 [156, 161], l'erreur systématique sur le rapport des flux totaux est estimée d'environ 7.6 %.

### 5.10.2 Erreur systématique de l'analyse

L'influence des incertitudes systématiques de l'analyse discutées dans la section 5.8 sur le rapport  $R_{e\mu}$  est résumée dans le tableau 5.14.

L'étude de l'incertitude systématique de la coupure cinématique a été effectuée à partir des données 1995-1996 (voir [123]). L'erreur systématique indépendante de  $E_\nu$  sur le rapport  $R_{e\mu}$  vaut 3.8 %. Pour cette analyse nous utilisons cette valeur. Cependant, en raison de l'importance de cette erreur dans l'erreur totale, son étude et, en particulier, l'étude de sa dépendance de  $E_\nu$  doivent être répétée en utilisant la totalité de données de NOMAD après ouverture de boîte.

Stade de simulation	Erreur relative sur $R_{e\mu}$
Profil des $p$ intégrés 1995-1998 $\rightarrow$ $pBe$ ("Fluka standalone" - FLUKA98) $\rightarrow$ Correction sur mesures SPY + Atherton et al.	3-7 % (en fonction de $E_\nu$ )
Transport par NUBEAM612	$\sim 3$ % (flux total)
<b>Total</b>	<b><math>\sim 7.6</math> %</b>

**Tab. 5.13:** Erreur systématique sur le rapport  $R_{e\mu}$  en fonction de stade de simulation du flux des neutrinos  $\nu_e/\nu_\mu$ .

Source de l'erreur systematique	Erreur relative sur $R_{e\mu}$
Efficacité d'électron (reconstruction et identification)	1.1 %
Estimation du nombre absolu de bruit de fond "non-prompt"	$< 0.7$ %
Echelle d'énergie de l'électron primaire	$< 0.1$ % ( $< 1$ % en fonction de $E_{vis}$ )
Efficacité relative de la coupure cinématique	3.8 %
<b>Total</b>	<b><math>\sim 4</math> %</b>

**Tab. 5.14:** Influence des incertitudes systématiques de l'analyse sur le rapport  $R_{e\mu}$

### 5.10.3 Erreur totale sur le rapport $R_{e\mu}$

Compte tenu des erreurs systématiques sur le rapport des nombres absolus des événements  $e^-$  et  $\mu^-$  provenant de la prédiction de flux des neutrinos et de l'analyse l'erreur totale sur le rapport  $R_{e\mu}$  est estimée d'environ 8.6 %.

## 5.11 Calcul des paramètres d'oscillations

Pour calculer les paramètres d'oscillations nous utilisons la probabilité des oscillations définie dans le cas du mélange de deux type de neutrino (voir Sec. 1.3.2) :

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(x, E_\nu, \sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \sin^2 2\theta \sin^2 1.27 \frac{\Delta m^2 x}{E_\nu}. \quad (5.24)$$

La définition de la région de confiance des paramètres d'oscillations est effectuée conformément au plan suivant :

1. construction des distributions simulées modifiées par les oscillations avec des paramètres définis  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ ;
2. comparaison données-simulation dans le but de déterminer les paramètres d'oscillations  $(\sin^2 2\theta_{best}, \Delta m^2_{best})$  qui décrivent les données de la meilleure façon en tenant compte des erreurs expérimentales (statistiques et systématiques);
3. définition de la région de confiance (90% de niveau de confiance).

Ci-dessous nous décrivons ces points de façon plus précise.

### Monte Carlo dans le cas d'oscillations

Dans le cas d'oscillations, les flux de neutrinos incidents  $\nu_e^{osc}$  et  $\nu_\mu^{osc}$  sont exprimés en fonction des probabilités d'oscillations de la façon suivante :

$$\nu_e^{osc} = \nu_e \cdot P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} + \nu_\mu \cdot P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}, \quad (5.25)$$

$$\nu_\mu^{osc} = \nu_\mu \cdot P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} + \nu_e \cdot P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu}, \quad (5.26)$$

où  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  sont des flux en l'absence d'oscillations. En utilisant les relations entre les probabilités d'oscillations :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = 1 - P_{\nu_e \rightarrow \nu_e} = 1 - P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}, \quad (5.27)$$

on peut définir les poids statistiques  $W_{\nu_e}$  et  $W_{\nu_\mu}$  par les relations :

$$W_{\nu_e} = \frac{\nu_e^{osc}}{\nu_e} = 1 + \left(\frac{1}{R} - 1\right) \cdot P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}, \quad (5.28)$$

$$W_{\nu_\mu} = \frac{\nu_\mu^{osc}}{\nu_\mu} = 1 + (R - 1) \cdot P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}, \quad (5.29)$$

où  $R = \nu_e/\nu_\mu$  est le rapport entre les flux de  $\nu_e$  et de  $\nu_\mu$  en l'absence d'oscillations. Ceci permet d'effectuer un passage aux distributions en fonction de différentes variables, en particulier, de l'énergie reconstruite du neutrino  $E_{vis}$  et de la position radiale  $R^2$  pour séparer le signal d'oscillations du bruit de fond "prompt", modifiées par les oscillations des paramètres  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ . Pour cette raison, ces poids sont calculés pour chaque événement simulé compte tenue l'énergie du neutrino  $E_\nu$  et  $R^2$ .

En supposant que tous les mésons primaires se désintègrent avant la fin du tunnel de désintégration, nous utilisons la probabilité  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$  moyennée par la distance source-détecteur  $x$  :

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(E_\nu, \sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \frac{\sin^2 2\theta}{x_{max} - x_{min}} \cdot \int_{x_{min}}^{x_{max}} \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m^2 x}{E_\nu}\right) dx, \quad (5.30)$$

où  $x_{min} = 423$  m et  $x_{max} = 837$  m sont respectivement les distances détecteur-fin du tunnel et détecteur-cible de béryllium.

### Définition des meilleurs paramètres d'oscillations

Le rapport  $R_{e\mu}$  obtenu pour les données  $R^D(E_{vis}, R^2)$  sera comparé avec les rapports attendus  $R^{MC}(E_{vis}, R^2, \sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  pour différents paramètres d'oscillations. Ces rapports sont calculés pour un ensemble donné de valeurs de  $E_{vis}$  et de  $R^2$ , et, finalement, nous comparerons ces rapports  $R_i^D$  et  $R_i^{MC}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ , où l'index  $i$  correspond à un couple de valeurs d'énergie visible et de rayon au carré moyens  $(\overline{E_{vis}}, \overline{R^2})$ .

Les paramètres d'oscillations  $(\sin^2 2\theta_{best}, \Delta m_{best}^2)$  qui s'ajustent le mieux aux données sont obtenus par la minimisation d'un estimateur  $\chi^2$  :

$$\chi^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \frac{(1 - r)^2}{\sigma_r^2} + \sum_{i=1}^n \frac{(R_i^D - r \cdot R_i^{MC}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2))^2}{(\sigma_i^D)^2 + (\sigma_i^{MC})^2}, \quad (5.31)$$

où  $i$  est défini ci-dessus et  $n$  est le nombre total de couple  $(\overline{E_{vis}}, \overline{R^2})$ ,  $\sigma_i^D$  est l'erreur statistique du rapport mesuré. Les incertitudes systématiques  $\sigma_i^{MC}$  ont été introduites par l'erreur systématique relative  $\varepsilon_i^{MC}$  sur le rapport simulé :  $\sigma_i^{MC} = \varepsilon_i^{MC} \cdot R_i^{MC}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ . De plus, la normalisation absolue du rapport  $R_{e\mu}^{MC}$  a été introduite comme un paramètre additionnel  $r$  d'incertitude  $\sigma_r$ .

### Région de confiance

Pour trouver la région de confiance (à 90%) des paramètres d'oscillations nous utilisons la méthode de R. Cousins et G. Feldman [171], connue aussi sous le nom "d'approche unifiée" ("unified approach"), recommandée par le PDG [29].



Conformément à cette méthode la procédure d'obtention de la région de confiance est la suivante :

1. Pour chaque couple des paramètres  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  on simule beaucoup ( $\sim 1000$ ) de “rapports expérimentaux”. La valeur du “rapport expérimental” de chaque couple  $(\overline{E_{vis}}, \overline{R^2})$  :  $\hat{R}_i^{MC}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  est obtenue de la façon suivante :

$$\hat{R}_i^{MC}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \Pi[\text{N}(R_i^{MC}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2), \sigma_i^{MC})] \cdot \text{N}(1, \sigma_r), \quad (5.32)$$

où  $\text{N}$  et  $\Pi$  sont respectivement des nombres aléatoires tirés selon des distributions gaussiennes et poissonniennes.

2. Pour chaque “rapport expérimental”  $\hat{R}^{MC}(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  on trouve les meilleurs paramètres  $(\sin^2 2\theta_{best}, \Delta m_{best}^2)$  de la même façon que cela a déjà été faite pour les données réelles (Eq. 5.31). La différence suivante :

$$\Delta\chi^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \chi_{\hat{R}^{MC}}^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) - \hat{\chi}_{\hat{R}^{MC}}^2(\sin^2 2\theta_{best}, \Delta m_{best}^2) \quad (5.33)$$

est calculée pour tous les rapports.

3. De la distribution de  $\Delta\chi^2$  on obtient une valeur  $\Delta\chi_{90\%}^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ , telle, que pour de 90% des “rapports simulés” :

$$\Delta\chi^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) < \Delta\chi_{90\%}^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) \quad (5.34)$$

Cette valeur est un critère pour trouver le couple  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  à 90% de niveau de confiance.

4. Pour les données expérimentales nous déterminons  $\Delta\chi_D^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  :

$$\Delta\chi_D^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) = \chi_D^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) - \chi_D^2(\sin^2 2\theta_{best}, \Delta m_{best}^2). \quad (5.35)$$

pour chaque point du plan  $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ . En comparant  $\Delta\chi_D^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  et  $\Delta\chi_{90\%}^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$  on construit la région de confiance. La décision sur l'inclusion du point dans la région est prise par la condition :

$$\Delta\chi_D^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) < \Delta\chi_{90\%}^2(\sin^2 2\theta, \Delta m^2) \quad (5.36)$$

L'étude des propriétés de cette méthode, effectuée par ses auteurs [171], a démontré qu'elle est efficace et, au contraire des autres méthodes [171, 123] utilisées pour la définition de la région de confiance, elle permet d'obtenir une région dont tous les points ont un sens physique.

Erreur sys. sur le rapport $R_{e\mu}$ , %	$\sin^2 2\Theta$ ( $\Delta m^2 > 1000 \text{ eV}^4/\text{c}^2$ )
0	$< 0.73 \cdot 10^{-3}$
4	$< 1.14 \cdot 10^{-3}$
<b>8.6</b>	<b><math>&lt; 1.23 \cdot 10^{-3}</math></b>

**Tab. 5.15:** Sensibilité expérimentale (à 90 % C.L.) pour la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  obtenue par cette analyse à partir de la totalité des données 1995-1998 en fonction de l'erreur systématique sur le rapport  $R_{e\mu}$ .

## 5.12 Sensibilité pour la recherche $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

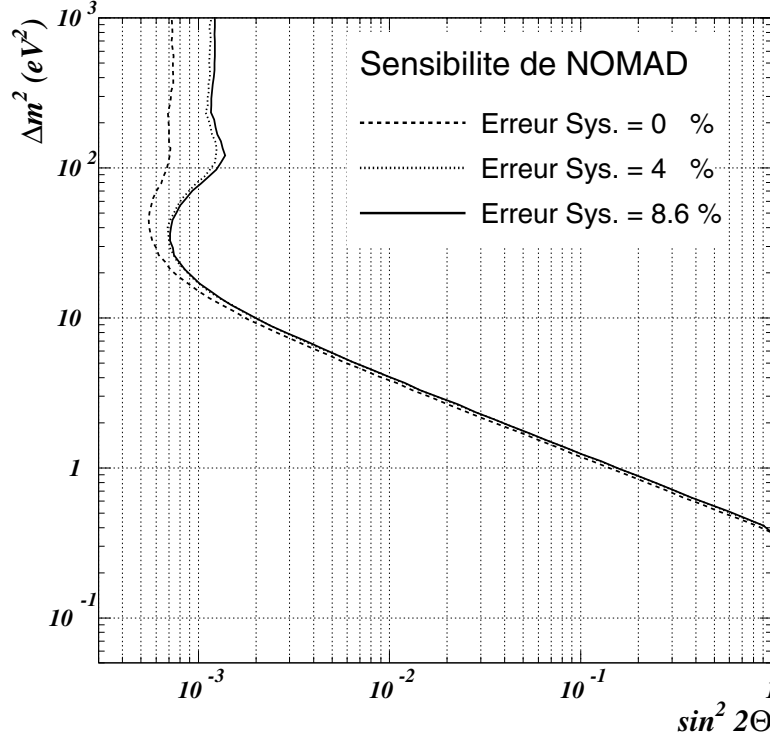
La sensibilité de l'expérience pour la recherche d'oscillation est la valeur moyenne de la limite supérieure que l'on obtiendrait pour grand nombre d'expériences sans signal d'oscillation. La courbe de sensibilité est obtenue en attribuant les erreurs sur les données aux prédictions Monte-Carlo.

Pour la calculer nous comparons le rapport  $R_{e\mu}(E_{vis}, R^2)$  attendu en absence d'oscillations, obtenu à partir de la simulation à laquelle on attribue l'erreur systématique, avec celui-ci ayant uniquement les erreurs statistiques des données 1995-1998.

Les rapports sont calculés sur onze intervalles d'énergie totale visible : (2.5, 10, 13, 16, 20, 25, 30, 35, 40, 50, 100, 150,  $> 150$ ) GeV et sur trois intervalles de la position radiale  $R^2$  : (0, 2500, 4900,  $> 4900$ )  $\text{cm}^2$ . Le choix des tailles des intervalles a été effectué pour assurer une sensibilité maximale.

La sensibilité expérimentale de NOMAD (à 90 % C.L.) pour la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  obtenue à partir de la totalité de données 1995-1998 est montrée sur la figure 5.32 et résumée dans le tableau 5.15. La sensibilité est calculée pour trois valeurs de l'erreur systématique indépendante de l'énergie sur le rapport  $R_{e\mu}$  (paramètre  $r$  dans Exp. 5.31) : sans l'erreur, 4 % de l'erreur de l'analyse et 8.6 % de l'erreur totale qui tient en compte des incertitudes de la prédiction du flux.

Comme il avait déjà noté ci-dessus, en raison des estimations préliminaires des incertitudes sur la prédiction du flux des neutrinos, nous n'introduisons pas d'erreur systématique en fonction du couple  $(\overline{E_{vis}}, \overline{R^2})$  :  $\sigma_i^{MC} = 0$  dans Exp. 5.31. Par contre, il faut noter que la courbe de sensibilité est très sensible à la valeur de l'erreur systématique  $r$ . La prise en compte de la dépendance énergétique des incertitudes

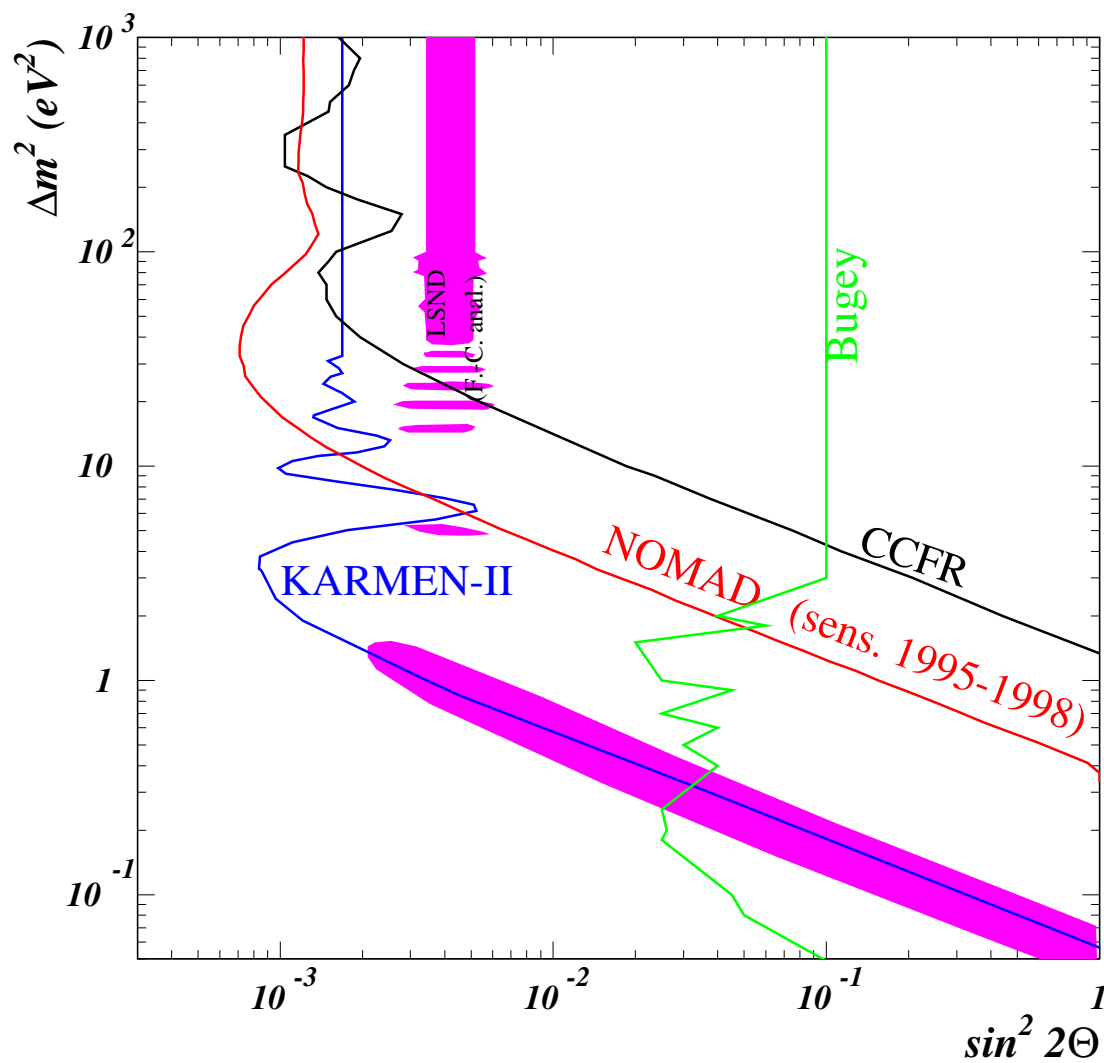


**Fig. 5.32:** Sensibilité de NOMAD (à 90 % C.L.) pour la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  obtenue par cette analyse à partir de la totalité de données 1995-1998 avec des erreurs systématiques de 8.6 % (ligne continue) et de 4 % (points). La ligne pointillée indique une sensibilité sans erreur systématique.

pourrait considérablement améliorer la sensibilité expérimentale.

La sensibilité obtenue par cette analyse est comparée avec les résultats de recherches des autres expériences sur la figure 5.33. Nous observons que NOMAD est sensible à la région des paramètres d'oscillation définis par l'expérience LSND pour  $\Delta m^2$  supérieure à 10 eV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup>. En cas d'un résultat négatif, cette région des paramètres serait exclue par NOMAD à 90 % de niveau de confiance. Par contre, en cas du mélange total ( $\sin 2\Theta = 1$ ) NOMAD est sensible aux différences de masses au carré suivantes :

$$\Delta m^2 < 0.37 \text{ eV}^2/\text{c}^4. \quad (5.37)$$



**Fig. 5.33:** Sensibilité de NOMAD pour la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  obtenue par cette analyse (ligne continue sous “NOMAD (sens. 1995-1998)”) comparée aux résultats des recherches des autres expériences (pour les références voir la figure 1.11 du chapitre 1).

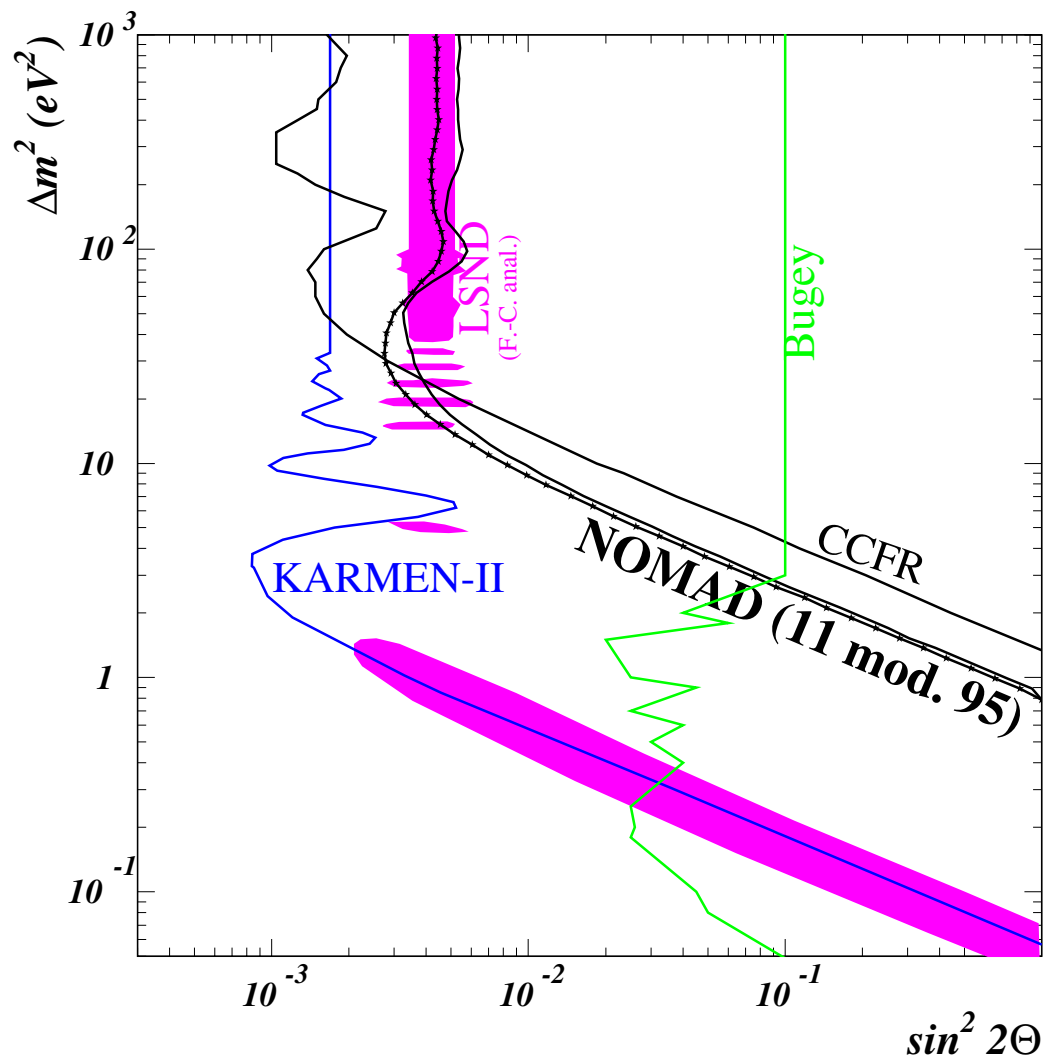
### 5.13 Sensibilité et limite supérieure (données “11 modules 1995”)

A la fin de ce chapitre, nous appliquons la méthode “d’approche unifiée” pour calculer une sensibilité expérimentale et des paramètres d’oscillations à partir d’une fraction des données - “11 module 1995”. A cause de la faible statistique de l’échantillon, nous n’avons calculer le rapport  $R_{e\mu}$  qu’en fonction de  $E_{vis}$  (les mêmes intervalles que ceux définis ci-avant), sans subdivision en position radiale  $R^2$ . L’erreur systématique totale de 8.6 % a été prise en compte.

Les calculs ont montré que nos données sont compatibles avec l’hypothèse d’absence d’oscillations à 90 % de niveau de confiance. La limite supérieure sur oscillations obtenue à partir des données “11 modules 1995” est la suivante :

$$\begin{aligned} \sin^2 2\Theta &< 5.3 \cdot 10^{-3} && \text{pour les grandes valeurs de } \Delta m^2 \\ &&& \text{et} \\ \Delta m^2 &< 0.79 \text{ eV}^4/c^2 && \text{pour le mélange total} \end{aligned}$$

La zone exclue par NOMAD à 90 % de niveau de confiance est située à droit de la ligne continue indique sur la figure 5.34. La sensibilité expérimentale (ligne étoilée) y est aussi montré.



**Fig. 5.34:** Sensibilité et limite supérieure (ligne étoilée et ligne continue au dessus du titre “**NOMAD (11 mod. 95)**”) pour la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  obtenues par cette analyse (90 % C.L.) à partir de données de NOMAD “11 modules 1995”. Les résultats des recherches d’autres expériences (pour les références voir la figure 1.11 du chapitre 1) sont aussi indiqués.



# Conclusion

Dans cette thèse nous avons présenté les résultats d'une recherche d'oscillations des neutrinos  $\nu_\mu$  en  $\nu_e$  avec le détecteur NOMAD. La totalité de données accumulées durant les quatre années (1995-1998) de prise de données de NOMAD a été utilisée pour faire cette analyse.

La recherche de neutrinos  $\nu_e$  apparus par oscillations des  $\nu_\mu$  a été effectuée en utilisant les interactions courant chargé (CC) par diffusion profondément inélastique.  $6.1 \cdot 10^5$  candidats interactions  $\nu_\mu$  CC et 6504 candidats interactions  $\nu_e$  CC ont été sélectionnés parmi  $3.3 \cdot 10^6$  événements reconstruits dans le volume fiduciel de NOMAD. Les informations de différents détecteurs permettant d'identifier un lepton primaire ainsi que la topologie et la cinématique de l'interaction CC ont été utilisées pour sélectionner le signal et rejeter le bruit de fond. Les critères de sélection ont été optimisés sur les échantillons d'interactions CC simulées. L'efficacité obtenue pour la sélection des  $\nu_\mu$  CC DIS est  $\sim 53$  %. L'efficacité de sélection des  $\nu_e$  CC DIS atteint 38 % avec une réduction de l'ordre de  $10^{+5}$  du bruit de fond provenant des  $\nu_\mu$  CC et  $\nu_\mu$  NC.

L'importance statistique des données rend l'analyse essentiellement sensible aux incertitudes systématiques. Certaines d'entre elles ont été examinées dans cette thèse.

L'estimation de l'incertitude sur l'efficacité de l'identification des électrons, une partie importante des incertitudes de l'analyse, est faite à partir d'un échantillon pur d'électrons  $\delta$ -rays. La différence de  $(2.7 \pm 1.1)\%$  entre les efficacités mesurée et prévue de pour les traces isolées dans le TRD a été assignée à l'incertitude systématique totale de l'identification des électrons. Un désaccord important a été trouvé entre les efficacités mesurée et attendue pour la coupure utilisant le preshower et le calorimètre



électromagnétique. Dans l'analyse présentée dans cette thèse celle-ci était encore utilisée. Cependant du fait de la grande incertitude introduite par cette coupure, la collaboration NOMAD a été prise la décision de ne plus utiliser cette coupure dans l'analyse finale  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ .

Compte tenu des incertitudes systématiques de l'analyse, un bon accord a été observé tant pour les distributions en énergie totale visible que pour les nombres absolus d'événements  $\mu^-$ ,  $\mu^+$  et  $e^+$  observés et prédits par le programme de simulation du flux des neutrinos (NUBEAM612-FLUKA).

Les estimations préliminaires sur l'incertitude sur la prédiction du flux des neutrinos s'élèvent à 7.6 % et l'incertitude systématique totale de l'analyse qui en découle est de 8.6 %.

La sensibilité expérimentale de NOMAD sur les paramètres des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  obtenue dans cette analyse sur la totalité de données et par la méthode de R. Cousins et G. Feldman est la suivante :

$$\sin^2 2\Theta < 1.23 \cdot 10^{-3} \quad \text{pour les grandes valeurs de } \Delta m^2$$

et

$$\Delta m^2 < 0.37 \text{ eV}^2/\text{c}^2 \quad \text{pour le mélange total}$$

à 90 % de niveau de confiance. L'analyse étant effectuée "en aveugle", la comparaison des distributions mesurées et attendues pour la recherche d'oscillations ne sera faite qu'à l'ultime étape, lorsque l'ensemble des incertitudes systématiques, en particulier liées au faisceau, sera maîtrisé. En cas de résultat négatif, NOMAD exclurait donc cette région des paramètres.

NOMAD est donc sensible à une fraction seulement de la région des paramètres d'oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  définie par la collaboration LSND, celle des différences de masses au carré supérieures à  $10 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ . On peut également constater qu'aujourd'hui aucune expérience n'a une sensibilité suffisante pour vérifier complètement le signal de LSND. Cette vérification sera faite par l'expérience BooNE [95] dont la première phase - MiniBooNE - commencera sa prise de données dès l'année prochaine.

Le résultat négatif de recherche des oscillations a été obtenu à partir des données "11 modules 1995". Enfin, l'application de cette analyse à une partie des données de NOMAD, celle sur laquelle ses critères ont été étudiés, a abouti à un résultat négatif sur la recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  et a donc permis d'établir une li-

---

mite supérieure posée sur l'amplitude du mélange pour les grandes valeurs de  $\Delta m^2$  :  
 $\sin^2 2\Theta < 5.3 \cdot 10^{-3}$  à 90 % de niveau de confiance.



# Références

- [1] **W. Pauli**, *Letter written on December 4, 1930 in Zurich to the participants of a physics meeting in Tübingen.*, Reprinted in *Collected Scientific Papers by Wolfgang Pauli* (R. Kronig, V. F. Weisskopf, eds.), New York : Wiley-Interscience **Vol. II** (1964), 1316;
- [2] **H. V. Klapdor-Kleingrothaus, A. Staudt**, *TEILCHENPHYSIK OHNE BESCHLEUNIGER*, B.G. Teubner Stuttgart 1995, *NAUKA-FIZMATLIT*, Moscow, 1997 (Russian), Transl. by V. A. Bednyakov;
- [3] **F. Boehm, P. Vogel**, *PHYSICS OF MASSIVE NEUTRINOS*, Cambridge University Press, 1987, Mir, Moscow, 1990 (Russian), Transl. by B. M. Novikov;
- [4] **Yu. V. Kozlov et al.**, *Physics-Uspekhi* **40(8)** (1997), 807-842;
- [5] **S. S. Gershtein et al.**, *Physics-Uspekhi* **40(8)** (1997), 773-806;
- [6] **S. M. Bilenky, C. Giunti, W. Grimus**, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **43** (1999), 1-86; e-preprint **hep-ph/9812360**;
- [7] **S. M. Bilenky, C. Giunti, C. W. Kim**, e-preprint **hep-ph/9902462**, Final version to be published in *Int. J. Mod. Phys. A*;
- [8] **E. Kh. Akhmedov**, e-preprint **hep-ph/0001264**;
- [9] **E. Fermi**, *ZS. Phys.* **88** (1934), 161;
- [10] **F. Reines, C. L. Cowan**, *Phys. Rev.* **92** (1953), 93;  
**F. Reines, C. L. Cowan**, *Science* **124** (1956), 103;
- [11] **B. M. Pontecorvo**, *JETP* **37** (1959), 1751;
- [12] **G. Danby et al.**, *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962), 36;
- [13] **M. Schwartz**, *Phys. Rev. Lett.* **4** (1960), 306;
- [14] **M. L. Perl et al.**, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975), 1489;
- [15] **V. Paolone**, *Status of FNAL Experiment E-872 (DONUT)*, Talk presented at XXXV Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France, March 11-18, 2000, (transparencies available at <http://moriond.in2p3.fr/EW/2000/transparencies/>);

- 
- [16] **C. Caso et al.**, *The Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C **3** (1998), 1, The number of light neutrino types from colliders experiments Revised August 1999 by D. Karlen;
- [17] **C. S. Wu et al.**, Phys. Rev. **105** (1957), 1413;
- [18] **M. Goldhaber, L. Grodzins, A. W. Sunyar**, Phys. Rev. **109** (1958), 1015;
- [19] **F. J. Hasert et al.**, Phys. Lett. B **46** (1973), 138;
- [20] **F. J. Hasert et al.**, Phys. Lett. B **46** (1973), 121;
- [21] **S. L. Glashow**, Nucl. Phys. **22** (1961), 579;  
**S. Weinberg**, Phys. Rev. Lett. **19** (1967), 1264;  
**A. Salam**, *Weak and Electromagnetic Interactions*, in Elementary Particle Theory (N. Svartholm, eds.), Stockholm (1968);
- [22] **G. Arnison et al.**, Phys. Lett. B **122** (1983), 103;
- [23] **P. Bagnaia et al.**, Phys. Lett. B **129** (1983), 130;
- [24] **A. H. Wapstra, G. Audi**, Nucl. Phys. A **432** (1985), 1;
- [25] **V. A. Lubimov et al.**, Phys. Lett. B **94** (1980), 266;  
**V. A. Lubimov et al.**, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **84(4/10)** (1981), 1158;
- [26] **S. D. Boris**, Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **45** (1987), 267;
- [27] **M. Flitschi et al.**, Phys. Lett. B **173(4)** (1986), 485;
- [28] **R. G. H. Robertson et al.**, Phys. Rev. Lett. **67** (1991), 957;
- [29] **C. Caso et al.**, *The Review of Particle Physics*, The European Physical Journal C **3** (1998), 1;
- [30] **V. Lobashev et al.**, Phys. Lett. B **460** (1999), 227;
- [31] **Ch. Wienheimer et al.**, Phys. Lett. B **460** (1999), 219;
- [32] **K. Assamagan et al.**, Phys. Rev. D **53** (1996), 6065;
- [33] **R. Barate**, The European Physical Journal C **4** (1998), 409;
- [34] **K. S. Hirata et al.**, Phys. Rev. Lett. **58** (1987), 1490;
- [35] **R. M. Bionita et al.**, Phys. Rev. Lett. **58** (1987), 1494;
- [36] **V. L. Dadykin et al.**, Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **45** (1987), 593;
- [37] **M. Aglietta et al.**, Europhys. Lett. **3** (1987), 1315;

- [38] **E. N. Alexeyev et al.**, Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **45** (1987), 461;
- [39] **E. N. Alexeyev et al.**, Phys. Lett. B **205** (1988), 209;
- [40] **P. J. Kernan, L. M. Krauss**, Nucl. Phys. B **437** (1995), 243;
- [41] **B. M. Pontecorvo**, JETP **33** (1957), 549;
- [42] **Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata**, Prog. Theor. Phys. **28(5)** (1962), 870;
- [43] **B. M. Pontecorvo**, JETP **26** (1968), 984;
- [44] **V. Gribov, B. Pontecorvo**, Phys. Lett. B **28(7)** (1969), 493;
- [45] **S. M. Bilenky**, e-preprint **hep-ph/9908335**;
- [46] **S. M. Bilenky**, Sov. Phys. Part. Nucl. **18** (1987), 188;
- [47] **T. K. Gaisser et al.**, Phys. Rev. D **54** (1996), 5578;  
**T. K. Gaisser**, e-preprint **hep-ph/9611301**; Proc. of *Neutrino '96*, Helsinki, June 1996, edited by K. Enqvist *et al.*, 211 World Scientific, Singapore, 1997;  
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **77** (1999), 133;
- [48] **M. Nakahata**, Talk presented at TAUP'99, Paris, France, 6–10 September 1999  
(transparencies available at <http://taup99.in2p3.fr/TAUP99/program.html>).;
- [49] **R. Becker-Szendy et al.**, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **38** (1995), 331;
- [50] **K. S. Hirata et al.**, Phys. Lett. B **280** (1992), 146;
- [51] **Y. Fukuda et al.**, Phys. Lett. B **335** (1994), 237;
- [52] **W. W. M. Allison et al.**, Phys. Lett. B **391** (1997), 491;  
**W. W. M. Allison et al.**, Phys. Lett. B **449** (1999), 137;  
**T. Kafka**, Talk presented at TAUP'99, Paris, France, 6–10 September 1999  
(transparencies available at <http://taup99.in2p3.fr/TAUP99/program.html>).;
- [53] **M. Aglietta et al.**, Europhys. Lett. **8** (1989), 611;
- [54] **K. Daum et al.**, Z. Phys. C **66** (1995), 417;
- [55] **Y. Fukuda et al.**, Phys.Rev.Lett. **81** (1998), 1562-1567;
- [56] **K. Scholberg**, e-preprint **hep-ex/9905016**, Talk presented at 8th International Workshop on Neutrino Telescopes, Venice, February 23-26 1999;
- [57] **M. Apollonio et al.**, Phys.Lett. B **466** (1999), 415-430; **M. Apollonio et al.**, Phys.Lett. B **338** (1998), 386;

- [58] **J. N. Bahcall et al.**, Rev. Mod. Phys. **54** (1982), 767;  
**J. N. Bahcall, R. K. Ulrich**, Rev. Mod. Phys. **60** (1988), 297;  
**J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault**, Rev. Mod. Phys. **64** (1992), 885;
- [59] **J. N. Bahcall, S. Basu, M. H. Pinsonneault**, Phys. Lett. B **433** (1998), 1;
- [60] **R. Davis, D. S. Harmer, K. C. Hoffman**, Phys. Rev. Lett. **20** (1968), 1205;
- [61] **B.T. Cleveland et al.**, Astrophys. J. **496** (1998), 505;
- [62] **B. M. Pontecorvo**, Chalk River Laboratory Report **PD-205** (1946);
- [63] **W. Hampel et al.**, Phys. Lett. B **447** (1999), 127;
- [64] **J.N. Abdurashitov et al.**, Phys. Rev. Lett. **77** (1996), 4708;  
**J.N. Abdurashitov et al.**, Phys. Rev. C **60** (1999), 055801;
- [65] **V. A. Kuzmin**, JETP **49** (1965), 1532;
- [66] **K. S. Hirata et al.**, Phys. Rev. Lett. **77** (1996), 1683;
- [67] **Y. Fukuda et al.**, Phys. Rev. Lett. **81** (1998), 1158;  
**Y. Fukuda et al.**, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 2430;
- [68] **M. B. Smy**, e-preprint **hep-ex/9903034**;
- [69] **J. N. Bahcall**, e-preprint **hep-ex/0002018**;
- [70] **J. N. Bahcall, P. I. Krastev, A. Yu. Smirnov**, Phys. Rev. D **58** (1998), 096016;
- [71] **V. Barger, K. Whisnant**, Phys. Lett. B **456** (1999), 54-59;
- [72] **L. Wolfenstein**, Phys. Rev. D **17** (1978), 2369;
- [73] **S. P. Mikheyev, A. Yu Smirnov**, Yad. Phys. **42** (1985), 1441; Il Nuovo Cimento **C** (1986), 17;
- [74] **R. R. Lewis**, Phys. Rev. D **21** (1980), 663;  
**P. Langacker et al.**, Phys. Rev. D **27** (1983), 1228;
- [75] **M. C. Gonzalez-Garcia, C. Peña-Garay**, e-preprint **hep-ph/0001015**;  
**M. C. Gonzalez-Garcia et al.**, e-preprint **hep-ph/9906469**;
- [76] **C. Athanassopoulos et al.**, Nucl. Instr. and. Meth. A **388** (1997), 149-172;
- [77] **I. Stancu**, *Results from the LSND experiment*, Talk presented at XXXV Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs,

- France, March 11-18, 2000, (transparencies available at <http://moriond.in2p3.fr/EW/2000/transparencies/>);
- [78] **C. Athanassopoulos et al.**, Phys. Rev. Lett. **77** (1996), 3082-3085;  
**C. Athanassopoulos et al.**, Phys.Rev. C **54** (1996), 2685-2708;
  - [79] **C. Athanassopoulos et al.**, Phys.Rev.Lett. **81** (1998), 1774-1777;  
**C. Athanassopoulos et al.**, Phys. Rev. C **58** (1998), 2489-2511;
  - [80] **K. Eitel**, e-preprint **hep-ex/9909036**; New Jour. of Phys. **2** (2000), 1.1-1.25;
  - [81] **B. Achkar et al.**, Nucl. Phys. B **434** (1995), 503;
  - [82] **A. Romosan et al.**, Phys. Rev. Lett. **78** (1997), 2912;
  - [83] **T. Jannakos**, *Results from the KARMEN experiment*, Talk presented at XXXV Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, Les Arcs, France, March 11-18, 2000, (transparencies available at <http://moriond.in2p3.fr/EW/2000/transparencies/>);
  - [84] **R. L. Burman et al.**, Nucl. Instr. and. Meth. A **368** (1996), 416-424;
  - [85] **G. Drexlin et al.**, Nucl. Instr. and. Meth. A **289** (1990), 490-495;
  - [86] **T. Jannakos**, in Proc. Sixth Topical Seminar on Neutrino and Astroparticle Physics, 1999, San Miniato, 17-21 May;
  - [87] **A. Suzuki**, Talk given at 8th International Workshop on Neutrino Telescopes, Venice, Italy, February 23 - 26, 1999.;
  - [88] **J. Conrad**, e-preprint **hep-ex/9811009**;
  - [89] **L. DiLella**, e-preprint **hep-ex/9912010**, Review presented at LP99;
  - [90] **M. Sakuda**, K2K Collaboration, KEK-Preprint **97-254 (SCAN-9808020)** (1998), APCTP Pacific Particle Physics Phenomenology Conference - P4 '97 Seoul, Korea ; 31 Oct - 2 Nov 1997 Publ. in : Proceedings;
  - [91] **D. Ayres et al.**, MINOS *proposal* **NuMI-L-63** (1995);
  - [92] **P. Alivisatos et al.**, KamLAND : *a liquid scintillator anti-neutrino detector at the Kamioka site*, Stanford-HEP-98-03 Tohoku-RCNS-98-15 . (SCAN-9809050);
  - [93] **The SNO Collaboration**, e-preprint **nucl-ex/9910016**, submitted to Nucl. Inst. Meth. A;



- [94] **C. Arpesella et al.**, *BOREXINO Proposal*, Université de Milan (1992);  
BOREXINO WWW page : <http://almime.mi.infn.it/>;
- [95] **E. Church et al.**, *A proposal for an experiment to measure  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oscillations and  $\nu_\mu$  disappearance at the Fermilab Booster : BooNE* (December 1, 1997),  
[http://www.neutrino.lanl.gov/BooNE/boone\\_proposal.ps](http://www.neutrino.lanl.gov/BooNE/boone_proposal.ps);
- [96] **J. Altegoer et al.**, *Search for the Oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$* , CERN-SPSLC/91-21, CERN-SPSLC/91-48, CERN-SPSLC/91-53 (1991);
- [97] **E. Eskut et al.**, *Nucl. Instr. and. Meth. A* **401** (1997), 7;  
voir aussi : CERN-PPE/97-033 (1997);
- [98] **C.H. Albright, R.E. Shrock**, *Phys. Lett. B* **84** (1979), 123;
- [99] **G. Acquistapace et al.**, *The West Area neutrino facility for CHORUS and NOMAD experiments (94-97 operation)*, CERN-ECP/95-014 (1995);  
**L. Casagrande et al.**, *The alignment of the CERN West Area neutrino facility*, CERN “Yellow” report 96-06, CERN (1996);
- [100] **V. Palladino**, *Neutrinos from the CERN SPS*, CERN-OPEN-97-009 (1997);
- [101] **E.H.M. Heijne**, *Muon flux measurement with silicon detectors in the CERN neutrino beam*, CERN “Yellow” report 83-06 (1983);
- [102] *GEANT : Detector Description and Simulation Tool*, CERN Programming Library Long Writeup, W5013 (1994), GEANT version 3.21;
- [103] **G. Ambrosini et al.**, *SPY Proposal*, CERN-SPSLC/96-01, SPSLC/P294 (1996);
- [104] **G. Ambrosini et al.**, *Phys. Lett. B* **420** (1998), 225;  
**G. Ambrosini et al.**, *Phys. Lett. B* **425** (1998), 208;  
**G. Ambrosini et al.**, CERN-EP-99-019, Submitted to The Eur. Phys. J. C;
- [105] **J. Altegoer et al.**, *Nucl. Instr. and. Meth. A* **404** (1998), 96;  
voir aussi : CERN-PPE/97-059 (1997);
- [106] **J. Altegoer et al.**, *Nucl. Instr. and. Meth. A* **428** (1999), 299-316;
- [107] **J.-P. Meyer**, *Drift Chamber chemical composition*, NOMAD memo # 96-003 (1996);
- [108] **C. Hagner**, *Drift Chamber Efficiency*, NOMAD memo # 97-024 (1997);

- [109] **G. Bassompierre et al.**, Nucl. Instr. and. Meth. A **403** (1998), 363 ;  
voir aussi : LAPP-EXP 97-05 (1997);
- [110] **G. Bassompierre et al.**, Nucl. Instr. and. Meth. A **411** (1998), 63 ;  
voir aussi : LAPP-EXP 97-06 (1997);
- [111] **G.M. Garibian**, JETP **6** (1958), 1079; JETP **10** (1960), 372;  
**K.A. Barsukov**, JETP **10** (1960), 787;  
**G.M. Garibian et al.**, Nucl. Instr. and. Meth. **125** (1975), 133;
- [112] **V.C. Ermilova, L.P. Kotenko, G.J. Merzon**, Nucl. Instr. and. Meth. **145** (1977), 555;
- [113] **T. Fazio, J.-P. Mendiburu, P. Nedelec, D. Sillou, S. Valuev**,  
*NOMAD TRD Electron Identification : Method and First Results*, NOMAD  
memo # 95-041 (1995);
- [114] **B. Schmidt**, Ph.D. Thesis, Dortmund University (1997);
- [115] **D. Autiero et al.**, Nucl. Instr. and. Meth. A **387** (1997), 352;
- [116] **D. Autiero et al.**, Nucl. Instr. and. Meth. A **373** (1996), 358;
- [117] **K. Eggert et al.**, Nucl. Instr. and. Meth. A **176** (1980), 217;
- [118] **E.J. Kobetich, R. Katz**, Phys. Rev. **170** (1968), 391;
- [119] **J. Altegoer et al.**, *NOMAD GEANT Off-Line Manual, Version 5.12*,  
NOMAD software note (1996);
- [120] **I.G. Bird**, *RECON NOMAD Reconstruction Program*, NOMAD memo # 37;
- [121] **P. Nédélec, D. Sillou, S. Valuev**, *NOMAD TRD Electron Identification of  
Overlapping Tracks*, NOMAD memo # 96-005 (1996);
- [122] **T. Fazio, P. Nédélec, S. Valuev**, *TRD simulation package*, NOMAD software  
note.;
- [123] **A. Bueno et al.**, *Results of  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Analysis of 1995 and 1996 Data*, NOMAD  
memo # 98-016 (1998);  
**V. Valuev**, *Recherche des oscillations de neutrinos  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  dans l'expérience  
NOMAD*, Ph.D. Thesis, LAPP-T-98/06, L'Université Paris VII - Denis Diderot  
(1998);

- [124] **A. Bueno et al.**, *The PADS  $\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$  Analysis of the 1995, 1996, and 1997 Data*, NOMAD memo # 98-026, Version B (1998);
- [125] **M. Mezzetto, D. Gibin, A. Guglielmi, M. Laveder**,  *$\pi/e$  Rejection with CALO and PRS Modules at T9 Test Beam*, NOMAD memo # 95-010 (1995);
- [126] **M. Contalbrigo, D. Gibin, S. Lacaprara**, *A Bremsstrahlung Algorithm Implemented within the NOMAD Software*, NOMAD memo # 97-010 (1997);
- [127] **P. A. Aarnio et al.**, *Fluka user's guide*, TIS-RP-190, CERN (1990);  
**A. Fasso et al.**, in *Proc. of the Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments*, Santa Fe, USA (1993);
- [128] **T. Weisse**, Ph.D. Thesis, Dortmund University (1997);
- [129] **J.P. Meyer, A. Rubbia**, *NOMAD Event Generator Offline Manual*, Version 5.00;
- [130] **G. Ingelman**, *LEPTO Version 6.1*, CERN TSL/ISV-92-0065 (1992);
- [131] **B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand**, Phys. Rep. **97** (1983), 31;
- [132] **T. Sjöstrand**, Computer Physics Commun. **39** (1986), 347;  
**T. Sjöstrand, M. Bengtsson**, Computer Physics Commun. **43** (1987), 367;  
**T. Sjöstrand**, *PHYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*, CERN Program Library Long Writeup, LU TP 95-20;
- [133] **M. Glück, E. Reya, A. Vogt**, Z. Phys C **53** (1992), 127;
- [134] **H.P. Besch**, Comput. Phys. Commun. **75** (1993), 396;
- [135] **F. Weber et al.**, *The Construction and Use of the Flux Reweighting Tables*, NOMAD memo # 97-037 (1997);
- [136] **G. Barichello et al.**, Nucl. Instr. and. Meth. A **413** (1998), 17-30;  
voir aussi : CERN-PPE-97-162 (1997);
- [137] **A. Geiser, P. Nédélec, R. Petti**, *The 1996  $\bar{\nu}T_1T_2$  filter*, NOMAD memo # 97-008 (1997);
- [138] **K. Varvell**, *Nomad DST Package, Version v7r3*, Nomad Reconstruction Software (1998);
- [139] **ZEBRA**, CERN Programming Library Long Writeup, Q100/Q101 (1995);

- [140] **R. Belusevic, D. Rein**, FERMILAB-Pub-87/19-E (1987); Phys. Rev. D **38** (1988), 2753; Phys. Rev. D **46** (1991), 3747; KEK Preprint 91-90 (1991);
- [141] **Yu. Nefedov**, in the minutes of the NOMAD  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  meeting (1998,1999);
- [142] **R. Das, S. R. Mishra**, *Measurement of Neutrino Flux in NOMAD*, NOMAD memo # 97-038 (1997);
- [143] **I.G. Bird**, *Vertex Finding and Fitting Package*, NOMAD memo # 96-019 (1996);
- [144] **C. Peterson, T. Rönkvallsson**, *JETNET 3.0 - A Versatile Artificial Neural Network Package*, Comput. Phys. Commun. **81** (1994), 185;
- [145] **A. Guglielmi et al.**, *The Electromagnetic Calorimeter response as a function of position and angle of incidence of electrons*, NOMAD memo # 95-034 (1995);  
**M. Baldo-Ceolin et al.**, *On the electron and gamma energy reconstruction from the ECAL and PRS signals*, NOMAD memo # 95-039 (1995);
- [146] **J.-J. Gomez, A. Rubbia**, “*Hadron Group PO Library*”, NOMAD Reconstruction Software note (1996); **A. Rubbia**, *Missing  $P_T$  Studies*, in the minutes of the NOMAD meeting, September (1996);
- [147] **Yu. Nefedov**, in the minutes of the NOMAD  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  meeting (1999);
- [148] **V.B. Anikeev, A.A. Spiridonov, V.P. Zhigunov**, Nucl. Instr. and. Meth. A **322** (1992), 280-285;
- [149] **E. D. Commins, P. H. Bucksnaum**, WEAK INTERACTIONS OF LEPTONS AND QUARKS, Cambridge University Press, 1983, Energoatomizdat, Moscow, 440, 1987 (Russian), Transl. by A. B. Berkov;
- [150] **P. Soler**, in the minutes of the NOMAD  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  meeting (1999);
- [151] **G. Collazuol et al.**, *Neutrino Beams : Production Modes and Experimental Data*, CERN-98-032 (1998),  
Presented at NOW98 Workshop, Amsterdam, September 7-9, 1998;
- [152] **G. Collazuol, A. Gulielmi**, *Monte Carlo Simulation of the Neutrino Flux in NOMAD - I*, NOMAD memo # 98-034 (1998);
- [153] **H. W. Atherton et al.**, CERN 80-07 (1980);

- [154] **A. Ferrari, P.R. Sala**, *The Physics of High Energy Reactions*, lecture given at the Workshop on Nuclear Reaction Data and Nuclear Reactors Physics, Design and Safety, International Centre for Theoretical Physics, Miramare-Trieste, Italy, (15 April-17 May 1996), Proceedings in press (World Scientific);  
**A. Fasso et al.**, *Proceedings of The Third Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments (SARE-3)*, KEK-Tsukuba, May 7-9 1997, H. Hirayama ed., KEK report Proceedings 97-5 (1997), 32;  
**A. Fasso et al.**, *FLUKA-98 MANUAL*, <http://alisoft.cern.ch/offline/fluka/>;
- [155] **J. M. Conrad, M. H. Shaevitz, T. Bolton**, Rev. of Mod. Phys. **70**(4) (1998), 1341-1392;
- [156] **S. Valuev**, in the minutes of the NOMAD  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  meeting (1999, 2000);
- [157] **P. Astier et al.**, Phys. Lett. B **453** (1999), 169 ;  
voir aussi : CERN-EP/99-32 (1999);
- [158] **R. Das, S. R. Mishra**, *A Search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Oscillation in NOMAD using Non-Scaling and DIS Processes*, NOMAD memo # 97-39 (1997);
- [159] **S. R. Mishra**, in the minutes of the NOMAD  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  meeting (1999, 2000);
- [160] **A. De Santo**, in the minutes of the NOMAD  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  meeting (15/6/1999);
- [161] **S. Valuev**, Private Communication (2000);
- [162] **F. F. Wilson, F. V. Weber**, *Comparison of kinematic reconstruction variables*, NOMAD memo # 96-030 (1996);
- [163] **G. Myatt**, CERN-publication ECFA 72-4, vol.II (January 1973), 117-120;  
**H. G. Heimann**, internal WA21 report WA21-int-1 (1978);
- [164] **D. DeProspero et al.**, Phys.Rev. D **50**(11) (1994), 6691-6703;
- [165] **G. T. Jones et al.**, Z.Phys. C **37** (1987), 25-38;
- [166] **F. Weber, P. Hurst**, *A Study of Absolute  $e^\pm$  Reconstruction Efficiency Using TRD tracks*, NOMAD memo # 98-031 (1998);
- [167] **V. Flaminio, C. Lazzeroni, R. Renò**, *Electron identification efficiency from  $\delta$ -rays*, NOMAD memo # 98-014 (1998);
- [168] **A. Krasnoperov, D. Sillou, V. Valuev**, *Study of Electron Identification Efficiency in NOMAD*, NOMAD memo # 99-007 (1999);

- [169] **A. Gulielmi**,  $K_L^0$  *studies*, in the minutes of the NOMAD  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  meeting (23/03/2000);
- [170] **G. Collazuol et A. Guglielmi**,  $\nu$  *beam description - systematics preliminary*, in the minutes of the NOMAD  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  meeting (25/5/2000);
- [171] **G. J. Feldman et R. D. Cousins**, Phys. Rev. D **57(7)**, 3873-3889;







**Résumé :**

NOMAD est une expérience de recherche des oscillations de neutrinos  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  et  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , placée dans le faisceau de  $\nu_\mu$  du SPS du CERN. L'intérêt de cette recherche est lié aux problèmes des masses des neutrinos et des mélanges de saveurs.

Cette thèse décrit une recherche des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  fondée sur l'ensemble des données de NOMAD accumulées durant les quatre années (1995-1998) de son fonctionnement. La recherche de l'apparition des  $\nu_e$  est faite en utilisant les interactions courant chargée (CC) dans le détecteur NOMAD. La sélection des interactions  $\nu_e$  CC et  $\nu_\mu$  CC à l'aide de différents algorithmes d'identification des particules dans les sous-détecteurs de NOMAD ainsi qu'à l'aide de critère cinématique d'événement est étudiée ici en détail.

Nous montrons que NOMAD est sensible à la région des paramètres des oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  favorisée par l'expérience LSND pour les différences de masses au carrée supérieures à  $10 \text{ eV}^2/c^4$ .

L'analyse étant faite "en aveugle" et l'étude des systématiques liées au faisceau se poursuivant dans la collaboration, seule une fraction des données de NOMAD, l'échantillon de contrôle, a pu être utilisé pour déduire limite supérieure de la probabilité d'oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ .

**MOTS-CLÉS :** l'expérience NOMAD, neutrino, les oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ , le test du signal LSND, le mélange de neutrinos, l'identification des électrons, le détecteur à rayonnement de transition,  $\delta$ -rays

**Title :** Search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oscillations in the NOMAD experiment

---

**Abstract :**

The NOMAD experiment is looking for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  and  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oscillations in a predominantly  $\nu_\mu$  beam at the CERN SPS. Neutrino oscillations are closely related with the existence of non-zero neutrino mass and mixing between different flavours.

This document describes the search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oscillations in the full NOMAD data sample accumulated during four years of data-taking (1995-98). The search for  $\nu_e$  appearance was performed by studying the charged current (CC) interactions in the NOMAD detector. The selection of  $\nu_e$  CC and  $\nu_\mu$  CC interactions with the help of different particle identification algorithms, as well as using the event kinematic criteria, is described here in detail.

We show that the NOMAD experiment is sensitive to the LSND allowed region of oscillation parameters with the squared mass difference larger than  $10 \text{ eV}^2/c^4$ . An upper limit on the probability of  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oscillations, based on a fraction of the NOMAD data, is given.

**KEYWORDS :** the NOMAD experiment,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  oscillations, the LSND signal test, the neutrino mixing, electron identification, the transition radiation detector,  $\delta$ -rays